ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

, №8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

К. П. БЕЛОВ, К. М. БОЛЬШОВА и Т. А. ЕЛКИНА

ЛЕДОВАНИЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТОВ В ОБЛАСТИ ТОЧКИ КЮРИ

настоящей работе было предпринято изучение истинного намагни-ия (парапроцесса) в некоторых ферритах. Так как интенсивность роцесса возрастает с температурой, достигая максимума в точке , мы стремились все измерения проводить именно вблизи этой точ-десь возможно сравнение величин, характеризующих парапроцесс, личных материалов. Сущность парапроцесса, как известно, состоит ентирующем действии магнитного поля на спиновые магнитные ты внутри доменов. Представляло интерес сравнить кривые истин-намагничивания ферритов и металлов для выявления особенностей кания парапроцесса в этих двух типах ферромагнетиков.

учение кривых парапроцесса в ферритах имело для нас интерес другой причине. Оно давало нам возможность определить темпера-ый ход спонтанной намагниченности в этих материалах непосредст-вблизи точки Кюри. Такого рода данные в литературе почти отсут-от [1]. Между тем они весьма необходимы для изучения характера омагнитного превращения в ферритах, детали которого до конца не выяснены. Подробное изучение ферромагнитных превращений териалах типа ферритов имеет принципиальный интерес, ибо меха-возникновения спонтанной намагниченности в них иной, чем в фер-гнитных металлах.

1. Методика и образцы

ля исследования мы взяли систему Mn-Zn-ферритов с различным ржанием MnO (всего семь образцов, в которых содержание MnO нялось в интервале 20÷40%), а также два феррита из системы Co-Zn. риты были изготовлены по технологии, применявшейся для полу-я промышленных образцов (образцы Co-Zn-ферритов приготовля-из химически чистых материалов на Химическом факультете МГУ). риты подбирались с низкими точками Кюри с целью предотвратить можность структурных изменений при нагреве до высоких температур. разцы представляли собой стержни приблизительно квадратного сече-следующих размеров: длина 40 мм, размер стороны сечения близительно 4,5 мм.

Измерение кривых намагничивания при различных температурах водилось баллистическим методом. Образец намагничивался в соле-де, дававшем поле до 2500 Oe. Дифференциальная баллистическая об-ка наматывалась на эбонитовый каркас, который надевался на водя-рубашку электропечи; обмотка состояла из двух одинаковых секций 500 витков каждая. Образец в печи помещался таким образом, что середина совпадала с серединой одной из секций. Перед началом ерений дифференциальная обмотка компенсировалась в отсутствие зца.

Очевидно, что в данной системе при измерениях на коротких образцах бы неправильно рассчитывать намагниченность в образце при

помощи обычных формул, так как магнитный поток через воздуш промежуток от концов образца будет пересекать витки баллистич обмотки и это приведет к тому, что рассчитанная по обычной фор намагниченность образца окажется ниже своего истинного значе Поэтому необходимо было провести градуировку установки, т. е. опытным путем коэффициент пропорциональности между отклоне гальванометра и намагниченностью в образце. Для этого была изгото однослойная катушка, намотанная тонким проводом на каркас то формы и тех же размеров, как и образец. Она помещалась точно на образца и через нее пропускался ток. Магнитный момент катушки м было рассчитать и таким образом осуществить градуировку устан Однородность температуры по длине печи поддерживалась с точно до 0,15°. Температура измерялась термопарой медь|константан п циометрическим методом.

2. Кривые истинного намагничивания ферритов вблизи точки Кюри

Наши измерения установили, что кривые парапроцесса ферр вблизи точки Кюри хорошо подчиняются тому же термодинамичес уравнению, которое ранее нами было использовано для описания ис ного намагничивания металлических ферромагнетиков [2]:

$$\alpha + \beta\sigma^2 = \frac{H}{\sigma},$$

где $\sigma = J/\rho$ — удельная намагниченность (J — намагниченность, плотность), а α и β — термодинамические коэффициенты, зависящи температуры и упругих напряжений.

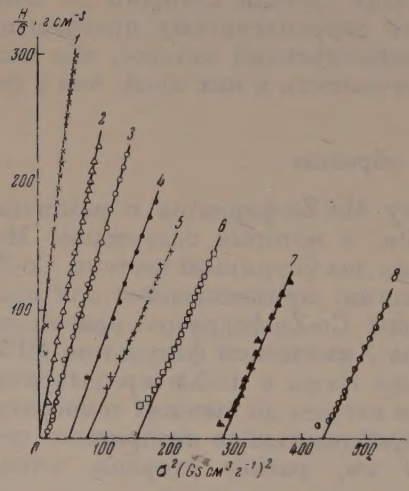


Рис. 1. Зависимость H/σ от σ^2 вблизи точки Кюри для феррита состава 35,5% MnO+15% ZnO+49,5% Fe_2O_3 при разных температурах: *1* — 185°, *2*—180°, *3*—178°, *4* — 175°, *5* — 173°, *6* — 170, *7* — 165°, *8* — 160°

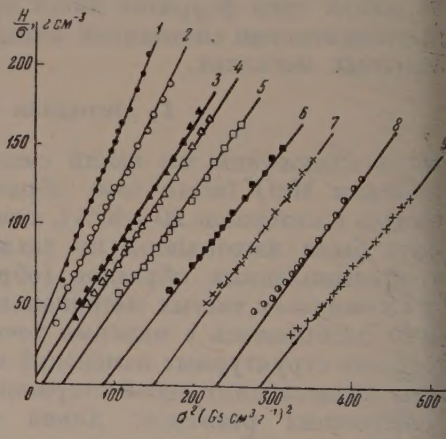


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но д феррита 28% MnO + 21,5% ZnO 50,5% Fe_2O_3 при температурах: *1* 110°, *2* — 108°, *3* — 106°, *4* — 10 *5* — 104°, *6* — 102°, *7* — 100°, *8* 98°, *9* — 96°

На рис. 1 и 2 даны кривые зависимости H/σ от σ^2 для двух из исс ванных нами ферритов (для остальных ферритов, в том числе и для о цов Co-Zn-ферритов *, получились аналогичные результаты). Видно в согласии с (1) кривые представляют собой прямые. Отклонения от

* Измерение Co-Zn-ферритов производилось при участии С. А. Никитин

слабых полях связаны с процессами технического намагничивания, ые формула (1) не учитывает. Особенно хорошо уравнение (1) выпол- в области температур, непосредственно примыкающих к точке

рис. 1 и 2 графическим путем могут быть определены значения коэф- нтов α и β. Как следует из термодинамической теории ферромаг- го превращения [3, 4] при $t<\theta$ коэффициент α меньше нуля, при н больше нуля. Обращение α в нуль соответствует температуре θ. Что касается коэффициента β, то, согласно теории, он при всех

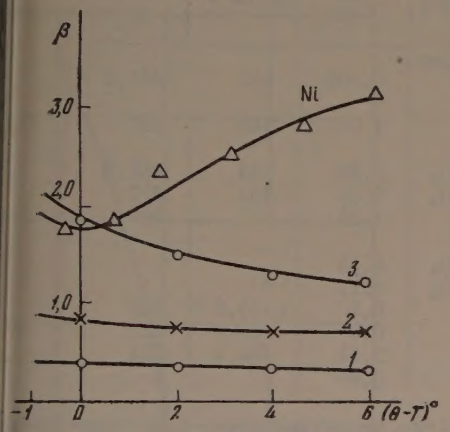


Рис. 3

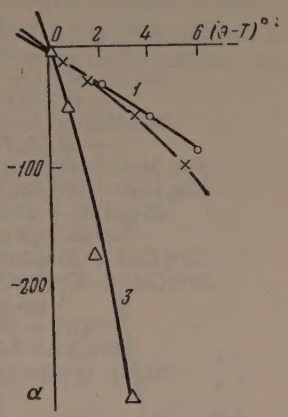


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость коэффициента β от температуры для Mn-Zn-ферритов разного состава: *1* — 23% MnO, *2* — 28% MnO, *3* — 35,5% MnO

Рис. 4. Зависимость коэффициента α от температуры для ферритов: *1* — 23% MnO, *2* — 28% MnO, *3* — чистый Ni

ературах имеет положительный знак. Из рис. 3 и 4 следует, что эти оды теории находятся в соответствии с опытом. Характер изменения вых $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ для ферритов тот же, что и для сплавов [2].

Сравнение интенсивностей протекания парапроцесса в различных риалах можно осуществить, только сопоставляя кривые истинного агничивания непосредственно в самой точке Кюри, где парапроцесс игает максимальной величины. При $t=\theta$, когда $\alpha\to 0$ из (1) имеем:

$$\sigma=\frac{1}{\sqrt[3]{\beta_\theta}}H^{1/3}. \qquad (2)$$

Чем больше величина $\frac{1}{\sqrt[3]{\beta_\theta}}$, тем круче кривая истинного намагничи- ия в точке Кюри, тем больше интенсивность протекания парапроцесса.

им образом, величина $\frac{1}{\sqrt[3]{\beta_\theta}}$ может служить характеристикой интенсив- ти парапроцесса в различных материалах. В таблице приведены зна- ия указанной величины для исследованных нами ферритов, а также никеля и некоторых никелевых сплавов. Там же даны значения точки ри и величины абсолютного насыщения σ_0. За величину σ_0 мы приня- и значение намагниченности насыщения при температуре кипения ия (по измерениям А. В. Педько).

Из таблицы видно, что парапроцесс в исследованных нами ферритах ет тот же порядок величины, что и в металлических ферромагнетиках. ьшая интенсивность парапроцесса в ферритах определяется тем, что имеют бóльшие значения намагниченности абсолютного насыщения σ_0

(которое определяется числом и величиной элементарных магнитных ментов). Между интенсивностью парапроцесса и значениями точки Кюри видимой связи, хотя таковая должна существовать, если исходить из са общих теоретических соображений: чем ниже точка Кюри, тем мен

Значения интенсивности парапроцесса, абсолютного насыщения и точки Кюри у Mn-Zn-ферритов

Материал	$\frac{1}{\sqrt[3]{\beta_\theta}}$	σ_s, Gs см³ г⁻¹	θ, ° К
35,5% MnO + 15%ZnO + + 49,5%Fe_2O_3	0,805	152	467,5
28%MnO + 22,5%ZnO + + 49,5%Fe_2O_3	1,07	146	387
30% MnO +20% ZnO+50%Fe_2O_3	0,88	144	401,5
40%MnO+10%ZnO+50%Fe_2O_3	0,55	102	475
23%MnO + 27,5 ZnO + + 49,5%Fe_2O_3	1,35		300
25%CoO + 25%ZnO+50%Fe_2O_3	1,35		
20%CoO + 30%ZnO +50%Fe_2O_3	1,12		
Никель	0,8	55,2	628
80%Ni + 20%Cu	0,5	35,9	428
36%Ni + 64%Fe	2,14	184,4	571
Ni_3Mn (упорядоченный)	0,87		

обменное взаимодействие и тем больше возмущающее действие внеш поля на элементарные моменты, т. е. больше интенсивность парапроце

Следует заметить, что величина β_θ (как показали опыты со сплав [5]) существенно зависит от термообработки — гомогенизирующего жига. Для ферритов такой отжиг не был дан. Возможно это обстоят ство и не позволяет выявить зависимость интенсивности парапроце от температуры Кюри.

3. Температурный ход спонтанной намагниченности в ферритах вблизи точки Кюри

Кривые парапроцесса дают нам возможность определить температ ный ход спонтанной намагниченности в области точки Кюри следующ тремя способами:

1) по известному методу «линий равной намагниченности» (Вейс Форрер),

2) по методу «термодинамических коэффициентов» [2], который вы кает из уравнения (1); при $H=0$ из (1) имеем

$$\sigma_s = \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}},$$

3) путем экстраполяции изотерм истинного намагничивания к $H=$

На рис. 5 и 6 приведены результаты такого определения для Mn- ферритов. В области температур ниже точки Кюри θ (за θ мы приним температуру, при которой $\alpha=0$) по всем трем методам получаются сов дающие значения спонтанной намагниченности. Расхождения становя заметными только при температурах, лежащих на 3÷5° ниже точки Кю причем кривая температурной зависимости σ_s, полученная по методу тер динамических коэффициентов, идет круто вниз к оси температур, а к вая, рассчитанная по линиям равной намагниченности, плавно подхо к оси температур, образуя так называемый «хвост» спонтанной намаг ченности. Определение σ_s из изотерм намагниченности становится нев можным при температурах приблизительно на 10° ниже точки Кю Причина этого состоит в том, что изотермы намагниченности в силь

и приближении к точке Кюри становятся нелинейными. Искрив-
ем больше, чем ближе температура измерения к точке Кюри.
ие искривления изотерм намагниченности в сильных полях
ляция к полю $H=0$ становится невозможной.
температурах, более высоких, чем точка Кюри, в области силь-
ей появляется линейный участок на кривых намагничивания,
увеличивается по мере роста температуры. Однако даже при
урах, на 200° превышающих точку Кюри, на кривой намагни-
чивания сохраняется нелинейный участок в области слабых полей (до ~400 Oe). Чисто парамагнитное поведение наблюдалось только при

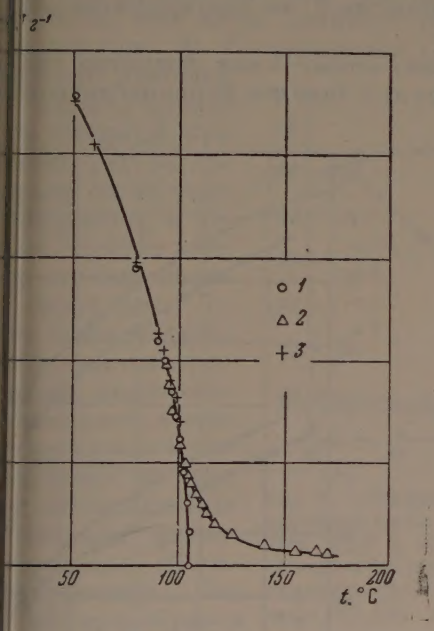


Рис. 5

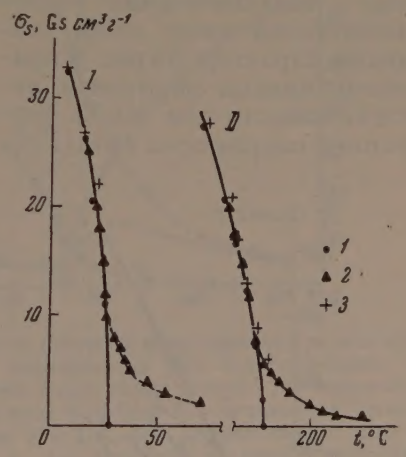


Рис. 6

Температурный ход спонтанной намагниченности вблизи точки Кюри для
28% MnO + 21,5% ZnO + 50,5% Fe_2O_3: *1* — значения спонтанной намагни-
, определенные по методу термодинамических коэффициентов; *2* — то же по
линий равной намагниченности; *3*—то же по методу изотерм намагничивания

То же, что на рис. 5, но для ферритов с 23% MnO (*I*) и с 35,5% MnO (*II*)

атурах на 250° выше точки Кюри. На всех исследованных нами со-
Mn-Zn-ферритов наблюдалась аналогичная зависимость спонтанной
иченности от температуры. Представляет интерес сравнить длину
» в ферритах и в сплавах. Длина «хвоста» в исследованных нами
ах достигала 70°, а в сплавах Ni-Cu — только ~15°. В [2,5] было
но, что наличие «хвостов» определяется флюктуациями в концент-
сплава по объему образца. Аналогичная причина, очевидно, может
место и в ферритах, особенно в смешанных. Недавно Саксмит с
никами [1] провели измерения спонтанной намагниченности вбли-
ки Кюри в простом ($MnO.Fe_2O_3$) и смешанном (0,5 MgO.0,5 ZnO.
ферритах. Они установили, что у простого феррита хвост спон-
намагниченности не велик, тогда как в смешанном он достигает
ельной длины.
термодинамической теории ферромагнитного превращения [3] сле-
ито:

$$\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_0}\right)^2 = \xi\left(1-\frac{T}{\theta}\right). \qquad (3)$$

ь коэффициент ξ характеризует «крутизну» ферромагнитного
щения непосредственно вблизи точки Кюри. На рис. 7 даны опытные

значения σ_s^2 в функции $\theta - T$ для четырех составов Mn-Zn-феррито
но, что зависимость (3) подтверждается для двух составов; для дв
гих — не подтверждается. Аналогичная ситуация имеет место
сплавов. Для сплавов отсутствие согласия результатов измерения
мулой (3) объясняется влиянием неоднородности концентрации в
Очевидно, это же может иметь место и в ферритах.

К. Б. Власов сделал попытку оценить для ферритов численные
ния коэффициента ξ. Он показал, что если для металлических фе
нетиков значения ξ должны быть больше 3, то для ферритов они
имеют значения меньше 3.

Действительно, для всех исследованных нами ферритов знач
лежат в пределах 0,1÷0,7. Это говорит о том, что ферромагнитное
щение в ферритах по сравнению с металлическими ферромагнетиками имеет очень размытый характер. На рис. 8 приведены кривые спонтанной намагниченности для Mn-Zn-ферритов в координатах $\sigma_s/\sigma_0\,(T/\theta)$.

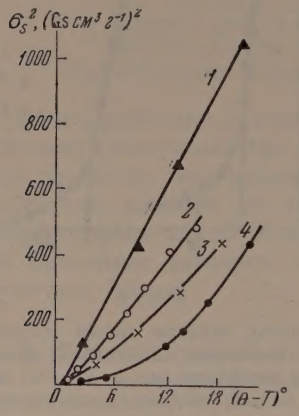


Рис. 7

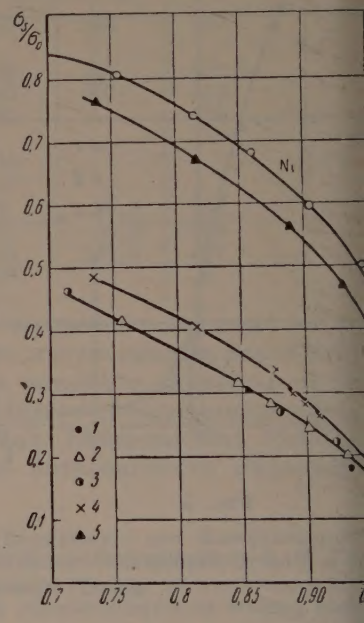


Рис. 8

Рис. 7. Зависимость σ_s^2 от $(T-\theta)$ для Mn-Zn-ферритов с разным содержани
1 — 23%, *2* — 28%, *3* — 35, 5%, *4* — 40% MnO

Рис. 8. Зависимость σ_s/σ_0 от T/θ для металлов и для ферритов: *1* — феррит с 35,
2 — феррит с 28% MnO, *3* — феррит с 30% MnO, *4* — феррит с 40% MnO, *5*
80% Ni + 20% Cu

Там же даны соответствующие кривые для чистого никеля и спла
Ni+20% Cu (отожженного). Видно, что кривые для ферритов имею
пологий вид. Качественное объяснение аномального температурн
да спонтанной намагниченности ферритов было дано в работе
[7], а также Власова и Ишмухамедова [6]. Следует, однако, отмет
в ферритах размытость в температурном ходе спонтанной нама
ности определяется не только подрешеточной структурой, но так
чием флюктуаций концентрации по объему образца.

4. Поведение Mn-Zn-ферритов в слабых полях вблизи точки Кюри

Представляло интерес исследовать температурную зависимо
нитных свойств выбранных нами ферритов также и в слабых ма
полях. Измерения в слабых полях проводились на вертикальном

магнитометре нулевым методом. Снималась температурная зависи-
магничивания в слабом магнитном поле (0,8 Ое), а также коэрци-
сила и остаточная намагниченность в намагничивающем поле
Ое. Найдено, что выше точки Кюри (определенной для исследуе-
разцов как температура, при которой $\alpha=0$) у исследованных нами
ферритов имеются аномалии, на существование которых указа-
литературе не имеется. Остаточная намагниченность при прибли-
точке Кюри со стороны более низких температур вначале падает,
после достижения некоторого минимума, близко примыкающего
Кюри, она снова начинает расти, проходит через максимум и
дает (рис. 9). Коэрцитивная сила также обнаруживает аномаль-
дение: она тоже
падает, прохо-
з минимум при
температуре, где
льна остаточная
ченность, а за-
тет, причем в не-
к случаях очень
(см. рис. 9).
о более подроб-
следования этого
н мы повторили
некоторое время
несколько меся-
мерения на трех
и исследованных
составов ферри-
казанные анома-
охранились. За-
же три образца
ались в запаян-
еклянные ампулы
ерялись в таком
чтобы предотвратить возможное влияние кислорода воздуха при
е. Аномалии опять повторялись. Для выяснения вопроса о том,
тся ли описанное явление характерным для всех Mn-Zn-ферри-
езависимо от способа их приготовления и возможных примесей в
были проведены измерения на двух образцах, полученных от
Шольц и К. А. Пискарева *. Составы образцов: 10% ZnO+40%
-50% Fe_2O_3 и 20% ZnO+30% MnO+50% Fe_2O_3. На этих образ-
аблюдалась только аномалия H_c, остаточная же намагниченность
себя нормально.

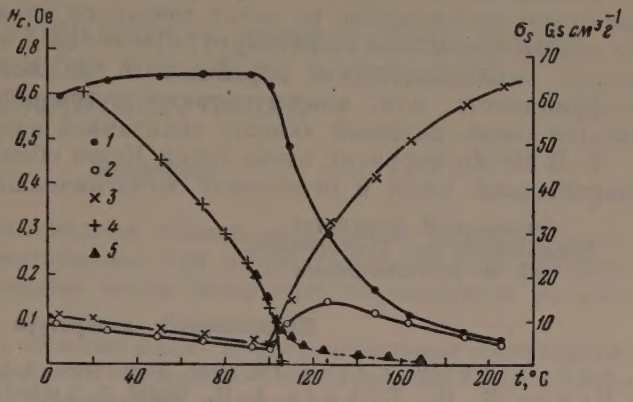


Рис. 9. Зависимость остаточной намагниченности и коэрцитивной силы от температуры для Mn-Zn-феррита с 28% MnO в области выше точки Кюри: *1* — намагниченность в слабом поле (0,8 Ое); *2* — остаточная намагниченность в поле 190 Ое; *3* — коэрцитивная сила в поле 190 Ое; *4* — σ_s, рассчитанная по методу термодинамических коэффициентов; *5* — σ_s, рассчитанная по кривым равной намагниченности σ

и повторении тех же измерений на нескольких образцах ферритов
й системы, а именно на кобальт-цинковых ферритах, указанные аномае наблюдались.

Выводы

Парапроцесс вблизи точки Кюри в исследованных нами Mn-Zn-Zn-ферритах имеет тот же порядок величины, что и в ферромагнитных лах и сплавах. Для описания парапроцесса в ферритах в области точ-ри может быть применено термодинамическое уравнение $\alpha\sigma+\beta\sigma^2=H$, ое ранее было использовано для описания истинного намагничива-металлических ферромагнетиках. Это является очевидным следст-

Пользуемся случаем выразить им свою благодарность.

вием того, что термодинамическая теория ферромагнитного превра
не связана с какими-либо модельными представлениями и поэтому р
таты ее носят самый общий характер.

2. Значения спонтанной намагниченности, рассчитанные по
термодинамических коэффициентов (который вытекает из той же те
намической теории ферромагнитного превращения), согласуются с
чениями спонтанной намагниченности, полученными по методу
равной намагниченности и из изотерм намагничивания. Все три
да дают совпадающие значения σ_s вплоть до температур, очень бл
к точке Кюри (в пределах 10°).

3. Как и в металлических ферромагнетиках, в смешанных фер
магнитное превращение не носит точечного характера. За точкой
(за нее мы принимаем температуру, при которой обращается в нуль
танная намагниченность, определенная по методу термодинамич
коэффициентов, или, иными словами, температура, при которой
имеется очень длинный «хвост» спонтанной намагниченности (до

4. В Mn-Zn-ферритах выше точки Кюри обнаружен аномальны
коэрцитивной силы и остаточной намагниченности.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Säksmith W., Clark C., Proc. Roy. Soc., A 225, 147 (1955).
2. Белов К. П., Горяга А. Н., ФММ, 2, 3 (1956).
3. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— ГТТИ, М.—Л.,
4. Гинзбург В. Л., ЖЭТФ, 17, 833 (1947).
5. Белов К. П., Пачес Я., ФММ, 4, 48 (1957).
6. Власов К. Б., Ишмухамедов Б. Х., ЖЭТФ, 27, 75 (1954).
7. Néel L., Ann. de phys., 3, 137 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
№ 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. ПАЛ и Т. ТАРНОЦИ

МПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ КОБАЛЬТА В СИЛЬНЫХ МАГИИТНЫХ ПОЛЯХ

Введение

ма кривых намагничивания вблизи насыщения поликристалли- ферромагнитных материалов при отсутствии внешних и внутрен- ханических напряжений почти полностью определяется магнит- изотропией.

тому очевидно, что в сильных полях дифференциальная восприимчи- еснейшим образом связана с магнитной анизотропией. Можно ожи- что температурная зависимость дифференциальной восприимчи- области температур, лежащих намного ниже точки Кюри, определя- мпературной зависимостью констант анизотропии, так как они гораздо сильнее меняются с изменением температуры, чем намагни- ть насыщения. Итак, исследование температурной зависимости енциальной восприимчивости в сильных магнитных полях может нные сведения о температурной зависимости констант анизотропии. для определения констант магнитной анизотропии и для изучения мпературной зависимости наилучшим методом является измерение гельного момента на монокристаллах, все же во многих х полезно дополнить эти данные измерениями на поликристаллах. случае ферромагнетиков с кубической решеткой имеется много иментальных данных [1], которые показывают, что значения кон- анизотропии, полученные на поликристаллах, хорошо совпадают чениями, измеренными на монокристаллах.

д авторов изучал зависимсть от температуры и напряженности поля ренциальнсй восприимчивости поликристаллических ферромаг- х материалов с кубическсй решеткси (железо, никель и их сплавы) и насыщения, однако почти нет аналогичных сообщений о кобальте, ающем гексагональнсй структурсй. Блох [2], Вейс и Форрер [3], и Констант [4] исследовали температурную зависимсть намагни- сти насыщения кобальта, однако их измерения нельзя считать ерными, как на это указали Мейерс и Саксмит [5], так как магнитные ва кобальта вблизи температуры аллотропического превращения а сильно зависят от термообработки.

йерс и Саксмит [5] на основе исследований Эдгардса и Липсона [6], же Тройано и Такича [7] считали более целесообразным проводить ения намагниченности насыщения кобальта на монокристалле. До ений Мейерса и Саксмита [5] аналогичные измерения сделали Кайя также Хонда и Мазумото [9].

основе температурнсй зависимсти кривых намагничивания, опре- ных Хонда и Мазумото [9], Бозорт [10] рассчитал температурную имость первсй и вторсй констант анизотропии гексагонального та.

Эдвардс и Липсон [6] методом рентгеноструктурного анализа по
что в гексагональной фазе даже при комнатной температуре на
включения с кубической решеткой, концентрация которых зави
условий термообработки.

В 1936 г. на основе исследований Нишияма [11] стал понятен ме
аллотропического превращения кобальта. Нишияма [11] установ
образование плоскости (111) кубической фазы происходит парал
с плоскостью (0001) гексагональной фазы, а образование напра
[110] — параллельно с направлением [1120]. При $\alpha \rightarrow \beta$-превраще
одного гексагонального кристалла образуется лишь один гране
рованный кубический кристалл, а при обратном $\beta \rightarrow \alpha$-превраще
каждого гранецентрированного кубического кристалла могут полу
четыре гексагональных кристалла с разной, но определенной ор
ровкой. Однако эти четыре гексагональных кристалла, образова
из одного кубического кристалла, при повторном $\alpha \rightarrow \beta$-процессе пре
ются всегда лишь в один кубический кристалл. Представление
ма [11] о механизме $\alpha \rightleftarrows \beta$-превращений кобальта было подтве
Керером и Лейдхейзером [12]. Таким образом, из монокристал
бальта с гексагональной решеткой путем аллотропического превр
можно получать кубический монокристалл с определенной орие
кой. Саксмит и Томпсон [13] использовали эту возможность и
определили температурную зависимость констант анизотропии к
в кубической фазе.

По их измерениям константы анизотропии кубического кобал
один порядок меньше соответствующих констант гексагонального
та, но удивительно, что абсолютное значение второй константы
тропии больше первой. На основе этого можно ожидать, что диф
циальная восприимчивость поликристаллического кобальта в с
магнитных полях в области фазового превращения резко умень
так как важнейший фактор, определяющий ее порядок величины,
убывает.

Уже по измерениям Хонда и Мазумото [9] было известно, что
гональной фазе при температуре около 220° первая константа анизо
изменяет свой знак, а вторая медленно убывает, но все время остает
жительной. Отсюда можно ожидать, что при температуре не
выше 220° дифференциальная восприимчивость кобальта имеет
тельный минимум.

Цель наших исследований заключалась в том, чтобы дать допол
ные данные о магнитных свойствах кобальта на основе изучения и
ных выше проблем.

Метод измерения

Для определения дифференциальной восприимчивости можно у
применять баллистический метод, предложенный Черлинским [1
нако в случае образцов с малым диаметром, особенно при высоких
ратурах, баллистический метод становится очень громоздким и
ствительным.

Для определения восприимчивости величиной $10^{-2} \div 10^{-3}$ Gs
точностью до 1—10% в случае тонких образцов баллистический
уже не применим.

С целью увеличения чувствительности Большова [15] пред
использовать для измерения дифференциальной восприимчивости
вую схему. Однако ее метод, как показал один из авторов [16], н
ется безупречным, и для точных измерений его нельзя применя

Сущность нашего метода заключается в сравнении индуциро
в измерительной катушке напряжений без образца и с образцо

На рис. 1 изображена принципиальная схема измерительно
новки. Соленоид L_1 постоянного магнитного поля (H) питается от

...ий батареи B, а соленоид L_2 переменного магнитного поля (h)—от ...ора звуковых частот (EMG, тип 1113).
...симальная амплитуда переменного магнитного поля была подо...ак, что она всегда составляла примерно 1% от напряженности посто... магнитного поля. Напряжение, необходимое для компенсации

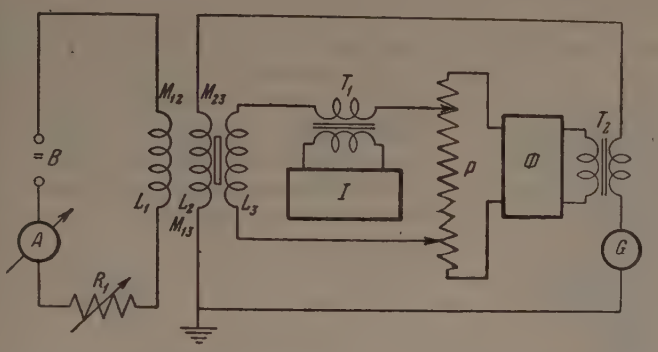


Рис. 1. Принципиальная схема измерительной установки: B — аккумуляторная батарея, L_1, L_2 — соленоиды, L_3 — измерительная катушка, T_1, T_2 — трансформаторы, Φ —фазовращатель, P — потенциометр, I — нулевой индикатор, G — генератор, R_1 — сопротивление, регулирующее ток, A — амперметр

...жения измерительной катушки L_3, подается через фазовращатель ...отенциометр из чистого омического сопротивления P трансформато... Отсутствие тока в катушке L_3 наблюдается при помощи нулевого ...атора I компенсационной схемы. Нулевым индикатором является ...ивный усилитель, имеющий большой коэффициент усиления (k= ... и малую полосу пропускания ($\pm$9 Hz). Частота генератора G была ...на так, что скин-эффектом в образце вблизи магнитного насыще... ...жно было пренебречь. Одним из авторов было показано [16], что ...а, вызванная скин-эффектом, в случае образцов цилиндриче... ...формы ϕ 4 мм примерно до 500 Hz незначительна.
...мерительная катушка L_3 высотой 10 мм и ϕ 21 мм, с числом витков ...0 находилась по середине исследуемого образца длиной 80 мм и .... Таким образом, действие размагничивающего поля можно было ...вать при помощи баллистического размагничивающего фактора. ...как измерительная катушка не примыкала вплотную к образцу, ...одимо было контролировать влияние воздушного зазора на точность ...ений. Контрольные измерения показали, что в случае тех соотноше... ...между геометрическими размерами, при которых нам приходилось ...ать, влиянием воздушного зазора можно было пренебречь. Обра... ...л подвешен внутри фарфоровой трубки с внутренним ϕ 5 мм и дли... ...имерно 30 см на тонкой вольфрамовой проволоке, а на трубку бы... ...дета печка с бифилярной обмоткой из платиновой проволоки ...мм и длиной примерно 20 см. Образец вместе с печью, служащей для ...вания образца, помещался в специальную двухстенную стеклянную ..., на которой был намотан соленоид L_2 переменного магнитного ...длиной 180 см и числом витков n_2=838. Измерительная катушка ...а хорошо изолирована от соленоида L_2 и намотана так, что ее сере... ...совпадала с общим центром катушек L_1 и L_2.
... рис. 2 видно расположение соленоида L_2, измерительной катушки ...агревателя S и образца m.
...остранство между бифилярной обмоткой и внутренней стенкой ...ннсй трубки было заполнено тепловым изолятором. Катушки ...в охлаждались водой (W), циркулирующей в двухстенной стеклянной

трубке. Температура образца измерялась термопарой платина-п
нородий. Печка S питалась от стабилизатора напряжения (с вольф
вым диодом, тип Tr-500).

Постоянное магнитное поле соленоида L_1 на участке длиной 80
точностью до 2% было однородно. Охлаждающее устройство солен
позволило создать магнитное поле до 10 000 Ое. Данные о техниче
деталях соленоида были опубликованы
ше одним из авторов [17].

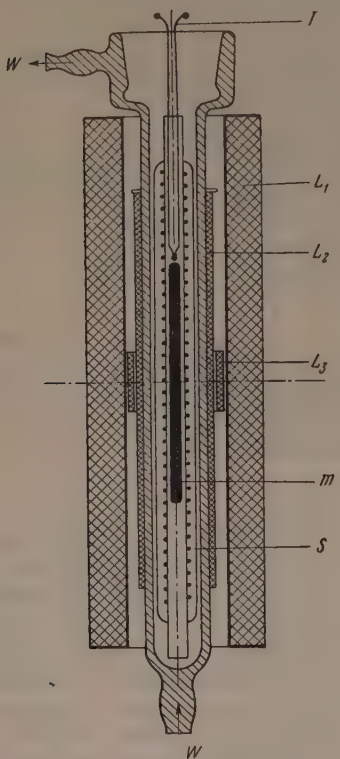


Рис. 2. Схема расположения образца и катушек: L_1, L_2 — соленоиды, L_3 —измерительная катушка, S — печка, T— термопара, m — образец, W— охлаждающая вода

Обозначим через Q сечение измери
ной катушки, а через q — сечение о
ца цилиндрической формы. Число ви
измерительной катушки n_3 пусть будет
но n. Напряжение, наведенное в измери
ной катушке без образца, легко определя
так как

$$E_0 = -nQ\frac{dh}{dt},$$

а с образцом

$$E_1 = -n\left(Q\frac{dh'}{dt} + 4\pi q\frac{dJ}{dt}\right),$$

где $J=J(H+h)$ — намагниченность. Н
ходимо отметить, что $h'\leqslant h$, так как
сутствие образца увеличивает коэффи
взаимоиндукции M_{12} (см. рис. 1) даже и
случае, когда образец находится вблизи
сыщения. Это приводит к тому, что ам
туда магнитного поля переменного
индуцированного в соленоиде L_1, увел
вается, если образец помещен в соленои
Так как переменное поле находится в
тивофазе с магнитным полем соленоида
действительно $h'\leqslant h$. Увеличивается и и
тивность катушки L_2, что приводит к у
шению тока в катушке при постоянном
пряжении генератора. В Математич
институте АН Венгрии Сильваи [18]
вела расчет этого эффекта. Ею было
новлено, что в случае наших геометрич
условий с большой точностью можно утверждать, что $h'=h$.

Так как

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{dJ}{d(H+h)}\cdot\frac{dh}{dt} \sim \chi(H)\frac{dh}{dt},$$

то, принимая во внимание уравнения (1) и (2), можно написать

$$\chi(H) \sim \frac{Q}{4\pi q}\cdot\frac{E_1 - E_0}{E_0}.$$

Отсюда видно, что для определения x (H) достаточно лишь изм
отношение E_1 к E_0 с большой точностью, что гораздо проще, чем изм
амплитуду и фазу переменного напряжения.

Несмотря на то, что можно воспользоваться этим преимуще
тем не менее необходимо потребовать весьма большой точности при
делении отношения E_1/E_2, особенно тогда, когда речь идет о малы
чениях χ. Очевидно, что необходимо выполнить неравенство:

$$\frac{\Delta E}{E} \ll \frac{4\pi\chi q}{Q},$$

в случае размеров сечений, использованных нами, при $\chi \sim 10^{-3}$ Gs Oe^{-1} начает, что $\frac{\Delta E}{E}$ должна быть меньше 10^{-3}. Из этого следует, что необходимо тщательно проверять все факторы, которые могут уменьшать ность измерения отношения E_1/E_0.

Кроме упомянутых выше источников погрешностей, нужно уделять льшое внимание погрешности, связанной с фазовращателем. Построение амплитудонезависимого фазовращателя с нагрузкой является трудной задачей, особенно в том случае, если необходимо изменять фазовый ол в широком интервале, и на амплитудную независимость налагаются стские требования. Если при переходе от измерения напряжения E_0 измерению напряжения E_1 потребовалось бы большое изменение фазового угла, то погрешность при определении отношения E_1/E_0 была бы льшая. Однако в нашем случае не было необходимости изменять фазовый угол на большую величину, так как образец в сильном поляризующем магнитном поле мало влияет на фазу напряжения, индуцированного в катушке L_3. Контрольными измерениями было выяснено, что ибки, вызванные амплитудной зависимостью фазовращателя, при наших мерениях всегда были меньше 0,1% измеряемого напряжения.

Большое внимание уделялось уменьшению температурной зависимости омического сопротивления катушки L_2, так как изменения сопротивления при работе сильно затрудняют измерения. Поэтому катушка $_2$ была изготовлена из манганиновой проволоки ϕ 0,3 мм. Катушка $_2$ и трансформатор T_2, дающий напряжение для компенсации, были одключены к генератору звуковых частот, питающемуся от стабилизатора напряжения (тип Tr-500). В конечном счете было достигнуто, то дифференциальная восприимчивость порядка 10^{-3} Gs Oe^{-1} определяется без особого труда с точностью до $\pm 10\%$.

Порядок измерения был следующий. Прежде всего было установлено начение поляризующего магнитного поля H при помощи автоматического реостата R_1, затем потенциометром P и фазовращателем Φ было компенсировано напряжение E_0, индуцированное в катушке L_3 без бразца. Затем образец помещался в измерительную катушку L_3 и после становления теплового равновесия (в печке S) определялось напряжение $_1$. Поскольку предполагалось, что фазовращатель Φ — амплитудонезависимый, показания потенциометра P можно было использовать ля определения E_1/E_0.

При переходе к другой температуре каждый раз делалась такая выдержка, которая гарантировала установление теплового равновесия. После кончания полного температурного цикла изменялась величина постоянного магнитного поля и измерения производились вновь указанным выше способом.

Обсуждение результатов измерений

Измерения были проведены на образце из электролитического кобальта длиной 80 мм и ϕ 4 мм. Химический состав электролитического кобальта был следующий: 99,65% Co, 0,27% Fe, 0,08% C. Образец был отожжен в вакууме в течение 2 час при температуре 1000° и медленно охлажден, особенно в интервале температур фазового превращения. Цель этой термообработки заключалась, с одной стороны, в снятии механических напряжений в образце, а с другой — в уменьшении числа «включений» метастабильной кубической решетки в гексагональную фазу.

На рис. 3 кривые *1—3* показывают температурную зависимость дифференциальной восприимчивости при разных напряженностях магнитного поля. Измерения были проведены после достижения температурного равновесия. Видно, что дифференциальная восприимчивость около 290—300° имеет хорошо выраженный минимум, а затем после второго максимума вблизи 450° вдруг падает до весьма малых значений. Сильное отно-

сительное уменьшение восприимчивости ниже 450° особенно резко про
ходит в более сильных полях. Значение температуры, соответствующ
минимуму дифференциальной восприимчивости, очень слабо зависит
напряженности поляризующего магнитного поля. Начальный участ
кривой *1* явно показывает, что восприимчивость возрастает примерн
до 195°. Значение температуры перво
максимума уменьшается с ростом напр
женности поля, и, как видно на рис.
сам максимум становится более разм
тым. Эта особая температурная завис
мость дифференциальной восприимчивос
кобальта легко может быть объяснена,
ли принять во внимание, что в механиз
намагничивания главную роль игра
процессы вращения при напряженност
поля, применяемых нами. Предполага
что всякие внешние и внутренние механ
ческие напряжения отсутствуют, и обо
начая через $K_1(T)$ и $K_2(T)$ первую и вт
рую константы анизотропии кобальта
через $J_s(T)$ его намагниченность нас
щения при температуре T в случае д
статочно большого магнитного поля

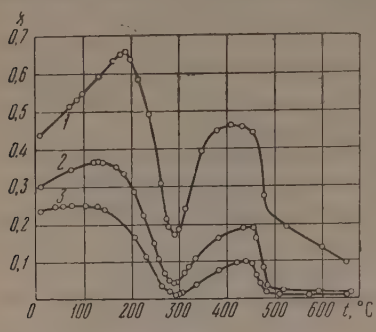


Рис. 3. Зависимость дифференциальной восприимчивости кобальта от температуры при разных напряженностях поля: *1* — $H =$ $= 444$ Oe, *2* — $H = 888$ Oe, *3* — $H = 1332$ Oe

но при котором еще выполняется условие $\frac{HJ_s}{K_1} < 1$, дифференциальну
восприимчивость по Гансу [19] можем написать в следующем виде:

$$\chi \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{J_s^2}{K_1} \left\{ 1 - \frac{9}{16} \cdot \frac{J_s}{K_1} H + \frac{3}{10} \left(1 - 4 \frac{K_2}{K_1} \right) \frac{J_s^2}{K_1^2} H^2 - \ldots \right\}. \quad (1)$$

Так как в температурном интервале от 0° K до 150÷200 °C поряд
величины $\frac{J_s}{K_1}$ примерно 10^{-3}, то напряженность магнитного поля мож
выбрать так, чтобы процессы вращения играли главную роль и одновр
менно выполнялось неравенство $\frac{HJ_s}{K_1} < 1$. Так как $K_1(T)$ гораздо быстр
уменьшается с ростом температуры от 0 до 100°, чем $J_s(T)$ в этом инте
вале (K_1T) изменяется на 45,6%, а $J_s(T)$ всего на 1,1%,
дифференциальная восприимчивость при данном намагничивающе
поле должна возрастать с ростом температуры до тех пор, пока выполн
ется условие $\frac{HJ_s}{K_1} < 1$. На кривых *1* и *2* (рис. 3) особенно явно мож
видеть начальный восходящий участок. С ростом напряженности по
этот участок смещается в сторону более низких температур (на рис.
это смещение хорошо видно).

При достаточно сильных магнитных полях или при высокой темпер
туре условие $\frac{HJ_s}{K_1} < 1$ уже не выполняется. Если имеет место как раз пр
тивоположное условие, т. е. $\frac{K_1}{HJ_s} < 1$, то в этом случае, как показал од
из авторов, дифференциальная восприимчивость имеет вид:

$$\chi = 2J_s^{-1} \left(\frac{4}{16} K_1^2 + \frac{64}{105} K_1 K_2 + \frac{128}{315} K_2^2 \right) H^{-3} +$$

$$+ 3J_s^{-2} \left(\frac{16}{105} K_1^3 + \frac{128}{315} K_1^2 K_2 \frac{512}{1155} K_1 K_2^2 + \frac{8192}{45045} K_2^3 \right) + O(H^{-5}). \quad (2)$$

Естественно, что это выражение справедливо лишь в случае образца, вобожденного от всяких механических напряжений, и при том предпожении, что магнитным взаимодействием между отдельными кристалами образца можно пренебречь, и, наконец, что восприимчивость истинго намагничивания (восприимчивость крапроцесса) весьма мала. Из этих едположений наиболее спорным яется пренебрежение магнитным взаидействием между кристаллитами. днако этот вопрос мало влиит на обсуждение наших результатов. Из выражения (6) сразу же слеует, что значение χ падает, если абсотные значения констант анизотропии K_1 и K_2 уменьшаются с ростом температуры. По всей вероятности участки льного спада кривых *1—3* на рис. 3 язаны с уменьшением абсолютных ачений констант анизотропии.

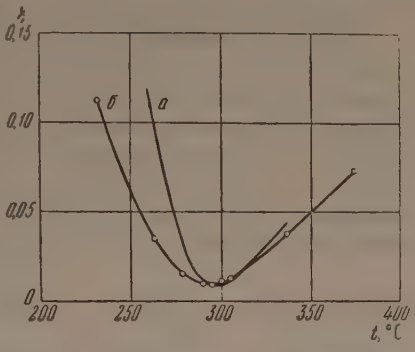


Рис. 4. Зависимость дифференциальной восприимчивости вблизи 300° от температуры: *а* — теоретическая кривая, вычисленная при помощи выражения (6); *б* — экспериментальная кривая (значения K_1 и K_2 взяты из таблицы данных измерений Саксмита и Томпсона [13])

Из измерений на монокристалле альта известно, что константа K_1 еняет знак вблизи 260°, а K_2 медлено уменьшается с ростом температуры, о сохраняет свой положительный знак. пустим, что в области температур 50÷350° уже первый член выражения (6) дает хорошее приближение при достаточно сильных магнитных олях. В этом случае легко видеть, что функция

$$f(x) = a_2x^2 + a_1x + a_0, \tag{7}$$

де

$$a_2 = \frac{4}{15}, \quad a_1 = \frac{64}{105}, \quad a_0 = \frac{128}{315},$$

игде не обращается в нуль при вещественных значенях x, а при $x = -\frac{a_1}{2a_2}$ на принимает свое минимальное значение.

Если воспользоваться тем обстоятельством, что K_2 почти не меняется в этой области температур, то минимуму дифференциальной восприимчивости соответствует температура, удовлетворяющая следующему словию:

$$K_1(T_K) = -1{,}14\,K_2(T_K). \tag{8}$$

На основе измерений Саксмита и Томпсона [13] нами была определена мпература T_K, при которой K_1 и K_2 удовлетворяют условию (8); она оказалась равной 293°. Наблюденный нами минимум дифференциальной осприимчивости соответствует температуре 294°. Как видно, совпадение прекрасное. Используя данные измерений Саксмита и Томпсона [13], ри помощи выражения (6) мы провели расчет температурной зависимости ифференциальной восприимчивости при напряженности поля 1332 Oe около T_K и сравнивали с кривой, определенной нами экспериментально. а рис. 4 видно, что места минимумов теоретической и экспериментальй кривых совпадают и кривые, особенно при более высоких температурах, мало отличаются друг от друга. При температурах ниже T_K расхождение сильнее потому, что K_2 достаточно велика. Поэтому выражение (6) жно считать лишь грубым приближением при магнитных полях, именяемых нами.

Так как абсолютное значение K_1 медленно меняется около температуры 0°, крутизна кривой дифференциальной восприимчивости уменьша-

ется. Около 440° дифференциальная восприимчивость имеет локальны максимум, а потом резко уменьшается. Резкий спад происходит всл ствие того, что гексагональный кобальт переходит в кубическую фа

Это значительное изменение дифференциальной восприимчивости, св занное с фазовым превращением, может быть применено для исследов ния самого аллотропического превращения. На рис. 5 изображены кр вые дифференциальной восприимчивости, определенные при нагреван и охлаждении, при разной напряженности поля. На рисунке приведе и данные Шульце [20] для температурной зависимости электросопр тивления образцов кобальта с разной чистотой. Он исследовал эту зав симость в области фазового превращения. Образец, обозначенный через Co 1, по степени чистоты соответствует нашему кобальту. Рис. 5 яв доказывает, что температурная зависимость дифференциальной воспр имчивости является более чувствительной характеристикой фазово

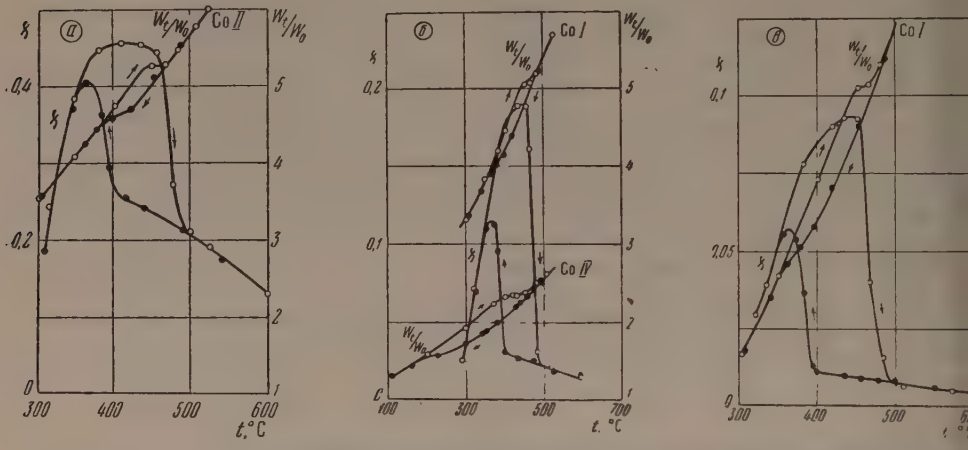


Рис. 5. Влияние $\alpha \rightleftarrows \beta$-превращения кобальта на зависимости дифференциальн восприимчивости и электросопротивления от температуры при разных напряжен стях поля (*а* — $H = 444$ Oe, *б* — $H = 888$ Oe, *в* — $H = 1332$ Oe). Светлыми точка изображены равновесная дифференциальная восприимчивость и электросопротивлен относящееся к нагреванию, черными точками — те же величины, относящиеся к охла жению. Кривые, обозначенные Co I, CoII и CoIV, изображают результаты измере Шульце [20]

превращения кобальта, чем электросопротивление. По нашим изме ниям, начальная температура $\alpha \rightarrow \beta$-превращения оказалась равной 44 а температура окончания превращения — 490°. При $\beta \rightarrow \alpha$-превращен начальная температура была 400° и конечная 340°. Эти результаты, всей вероятности, относятся к наиболее точным из до сих пор достиг тых результатов.

Центральный
физический исследовательский институт
Венгерской Академии наук

Цитированная литература

1. Polley H., Ann. d. Phys., **36**, 625 (1938); Пузей И. М., ЖТФ, **19**, 653 (19 Мирясов Н. З., Вестник МГУ, *5*, 65 (1951).
2. Bloch O., ZS. Naturf. Ges., Zürich, **56**, 415 (1911).
3. Weiss P., Forrer R., Ann. de Phys., **5**, 153 (1925); **12**, 279 (1929).
4. Allen R. L., Constant F. W., Phys. Rev., **44**, 228 (1933).
5. Mayers H. P., Sucksmith W., Proc. Roy. Soc., **A 207**, 427 (1951).
6. Edwards O. S., Lipson H., J. Inst. Mat., **69**, 177 (1943); Edwards O. Lipson H., Proc. Roy. Soc., **A 180**, 268 (1942).
7. Troiano A. R., Tokich J. L., Techn. Publ. Amer. Inst. Min. Engrs., № 2 (1948).

. Kaya S., Sci. Rep. Tôhoku Univ., **17**, 1157 (1928).
. Honda K., Masumoto M., Sci. Rep. Tôhoku Univ., **20**, 323 (1931).
.. Bozorth R. M., J. Apll. Phys., 8, 575 (1937).
. Nishiyama Z., Sci. Rep. Tôhoku Univ., **25**, 79 (1936).
. Kehrer V. J., Leidheiser H., J. Chem. Phys., **21**, 570 (1953).
.. Sucksmith W., Thompson J. E., Proc. Roy. Soc., **225**, 362 (1954).
.. Czerlinsky E., Ann. d. Phys., **13**, 80 (1932).
.. Акулов Н. С., Большова К. М., Вестник МГУ, *9*, 79 (1950).
.. Пал Л., Диссертация, МГУ, 1953.
.. Pál L., Zsigmond G., KFKI Közl., **3**, 300 (1955).
. Szilvay G., KFKI Közl., **4**, 102 (1956).
. Gans R. Ann. d. Phys., **15**, 28 (1932).
. Schulze A., ZS. f. Metallk., **22**, 308 (1930).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

А. ЛЁШЕ

ПРИМЕНЕНИЕ ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА (ЯДЕРНОЙ ИНДУКЦИИ) ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ СЕГНЕТОВОЙ СОЛИ И ЭПОКСИДНЫХ СМОЛ

До 1945 г. точное измерение ядерных магнитных моментов было дело довольно трудным. При помощи усовершенствованной техники Бло и Парселл достигли успеха в измерении зеемановских уровней ядерны спинов чисто радиочастотными методами. В течение последних 10 лет эт методы разрабатывались в различных направлениях; в настоящее врем известно более 700 публикаций по этому вопросу.

Я остановлюсь на применении этого явления для исследования струк туры твердых тел и опишу только два из тех исследований, которые был проведены в нашем институте в Лейпциге. Но прежде я должен напом нить о возможностях, которые дает ядерное магнитное резонансное погло щение.

Хорошо известен факт, что ядерный спин, характеризуемый гире магнитным отношением γ, прецессирует в магнитном поле H с частото Лармора

$$\omega_0 = \gamma H.$$

Эта прецессия может быть обнаружена по поглощению, которое име место в радиочастотном поле такой же частоты и соответствующей поляр зации. Здесь мы не будем интересоваться ни величиной γ, ни различным формами линий, которые появляются при прохождении резонанса в ра личное время (т. е. мы будем пренебрегать колебаниями и т. д.). Мы буде иметь дело только с так называемым «медленным прохождением»; пр этом форма линии будет определяться главным образом спиновым вза модействием.

Для простоты мы ограничимся ядрами со спином $^1/_2$; это могут быт например, протоны (в обобщении данных результатов на ядра с другим значениями спинов существуют известные трудности). Эти ядра мог иметь в магнитном поле только две ориентации: они могут быть пара лельны или антипараллельны полю. Можно рассчитать статическо магнитное поле, посредством которого спиновый момент одного ядр действует на спиновый момент другого ядра. Иными словами, магни ное поле, действующее на любое ядро, состоит из внешнего поля, создав емого электромагнитом, и дополнительного внутреннего поля, обусловле ного окружающими ядрами. Например, для двух протонов в молекуле вод (с расстоянием между ними около 1,58 Å) это дополнительное поле може составлять около 10 Gs; это означает, что наша линия поглощения буде размазана по интервалу такого порядка.

Из анализа этой упрощенной картины мы можем получить некоторы более подробные сведения.

1. Если молекулы с исследуемыми ядрами вращаются очень быстр т. е. с частотой, намного большей, чем частота Лармора ω_0, то средн внутренние поля становятся равными нулю. Этот механизм имеет мес в жидкостях, он проверен на макроскопическом вращении. Мы име очень узкую линию поглощения, точная форма линии не является пре метом нашего дальнейшего рассмотрения.

2. Для того чтобы рассчитать форму линии в случае кристалла, мы лжны рассмотреть взаимодействие всех ядер, энергия которых дает- соотношением:

$$W_m = Hg\beta \sum_j I_{zj} + g^2\beta^2 \sum_{k>j} [r_{jk}^{-3}(I_j I_k) - 3r_{jk}^{-5}(r_{jk}I_j)(r_{jk}I_k)].$$

десь g—g-фактор, β — ядерный магнетон, I — оператор спина, j, k — омера двух ядер на расстоянии r_{jk}. Безнадежно пытаться рассчитать е собственные значения этой системы; к астью, Ван Флек показал, как рассчитать торой и четвертый моменты ширины линии ΔH^2, ΔH^4. Я не буду приводить здесь ре- ультатов для различных типов решетки. о один пункт очень важен: второй момент, оторый мы только и будем учитывать, за- исит от r^{-6}. Этот результат говорит нам, что первом приближении можно рассматривать олько ближайших соседей каждого ядра: нашем образце форма линии определяет- я молекулярными группами.

Рис. 1. Расположение пар протонов (H— H) в постоянном магнитном поле

Рассмотрим случай, когда каждая груп- а состоит только из двух ядер, мы назы- аем это двухпротонной системой. Здесь мы ожем различать две возможности.

А. Монокристалл. Это значит, что все направления протон— ротон параллельны друг другу; внутренние поля в тех местах, где нахо- дятся протоны, одинаковы, и мы бу- дем иметь дублет с расстоянием между серединами линий, равным

$$H_{\text{лок}} = \pm\alpha(3\cos^2\delta\cos^2\varphi - 1),$$

где $\alpha = \frac{3}{2}\mu a^{-3}$, μ — ядерный момент, a — расстояние между протонами. Углы определены на рис. 1.

Если вращать кристалл вокруг осей, перпендикулярных оси Z, то

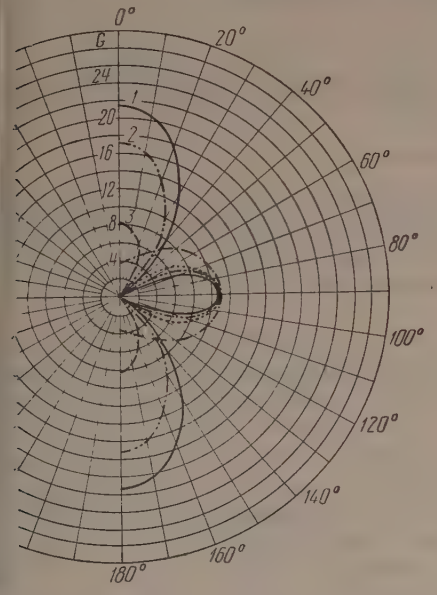


Рис. 2. Расщепление дублета двухпротонной системы в зависимости от направления магнитного поля при расстоянии между протонами 1,58 Å. На окружности отложены углы φ. Кривые соответствуют различным значениям: δ : *1* — $2\Delta H = 11\,(3\cos^2\varphi - 1)$[Gs], *2* — $2\Delta H = 11\,(3\cos^2 24° \cdot \cos^2\varphi - 1)$ [Gs], *3* — $2\Delta H = 11\,(3\cos^2 40° \cos^2(\varphi - 1)$ [Gs], *4* — $2\Delta H = 11\,(3\cos^2 62° \cdot \cos^2\varphi - 1)$ [Gs]

мы получим расстояния между компонентами дублета для различных углов δ (рис. 2). Этим способом легко определить направление протон — протон и расстояние между протонами группы.

Б. Порошок. Если все двухпротонные системы распределены ха отически, мы можем рассчитать второй момент и получить:

$$\overline{\Delta H^2} = \frac{9}{20}\gamma^2\hbar^2\frac{1}{a^6}.$$

Из этой величины также можно вычислить расстояние между протонами

Эти методы были применены к кристаллам гипса Пейком и другим мы увидим, что они пригодны и для исследования более сложных систе

Наши измерения производились с автодинным детектором в зазо постоянного магнита с полем 3 000 Gs; блок-схема установки показа на рис. 3. Получены следующ результаты.

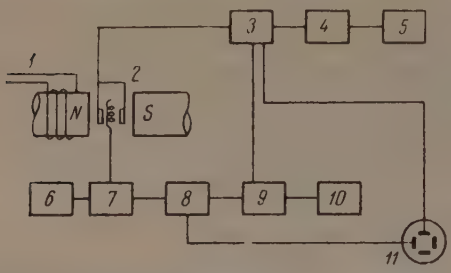


Рис. 3. Блок-схема ядерного спектрометра: *1* — подмагничивающий ток, *2* — модуляционная катушка, *3* — фазовый регулятор, *4* — усилитель мощности, *5* — низкочастотный генератор, *6* — счетчик, *7* — автодинный генератор и выпрямитель, *8* — низкочастотный усилитель, *9* — ввод в усилитель, *10* — самописец, *11* — осциллограф

1. Сегнетова соль. По ложение атомов K, Na, C, O и вестно из данных рентгеновско анализа, полученных в работах Б верса и Хьюгса, но мы ничего н знаем о протонах. С другой стор ны, кажется достоверным, что пр тоны, или точнее некоторые опред ленные протоны, обусловливают с гнетоэлектрические свойства этог вещества.

В первом приближении можн использовать полученные уравнени для объяснения протонных кривы поглощения; это значит, что форм линии определяется главным образо протонами в молекулах H_2O, кото рые связаны в кристалле. Но в этом случае мы имеем в элементарно ячейке не одну, а шестнадцать разных молекул H_2O.

Прежде всего мы исследовали порошок и нашли

$$\overline{\Delta H^2} = 18{,}3\,\mathrm{Gs}^2;$$

при повышении температуры выше верхней точки Кюри (24°) второ момент внезапно уменьшился до величины

$$\overline{\Delta H^2} = 15{,}1\,\mathrm{Gs}^2.$$

Этот эффект нельзя объяснить увеличением расстояния между протонами такое расширение обнаружилось бы макроскопически; мы должны пред положить, что некоторые протоны начали колебаться.

Результаты наших измерений на монокристалле показаны на рис. 4 5 и 6.

A-, B-, C-кристаллы обозначают, что ось вращения параллельна соо ветственно *a*-, *b*- или *c*-оси. Кривые поглощения были построены по прои водным численными методами. Обнаружен только один дублет. Эт результат был для начала довольно обнадеживающим, но, как мы може заключить из проведенного выше рассмотрения, если мы знаем положе ние дублета при одной ориентации кристалла в поле, мы можем рассч тать дублетное расстояние для всех других ориентаций. Таким образо мы получаем линии поглощения путем вычитания первых дублетов; полу чив второй дублет, мы проделываем аналогичную операцию и т. д. Эти способом мы успешно нашли ориентации направлений протон—прото всех шестнадцати молекул. Ниже приводятся результаты:

$$\begin{aligned} 7:\ \varphi_{A\,7} &= \pm 6^\circ, & \delta_{A\,7} &= \pm 7^\circ, \\ 8:\ \varphi_{A\,8} &= \pm 65^\circ, & \delta_{A\,8} &= \pm 23^\circ, \\ 9:\ \varphi_{A\,9} &= \pm 35^\circ, & \delta_{A\,9} &= \pm 33^\circ, \\ 10:\ \varphi_{A\,10} &= \pm 30^\circ. & \delta_{A\,10} &= \pm 62^\circ. \end{aligned}$$

Номера 7, 8, 9, 10 относятся к молекулам воды и соответствуют обозна ниям Биверса и Хьюгса.

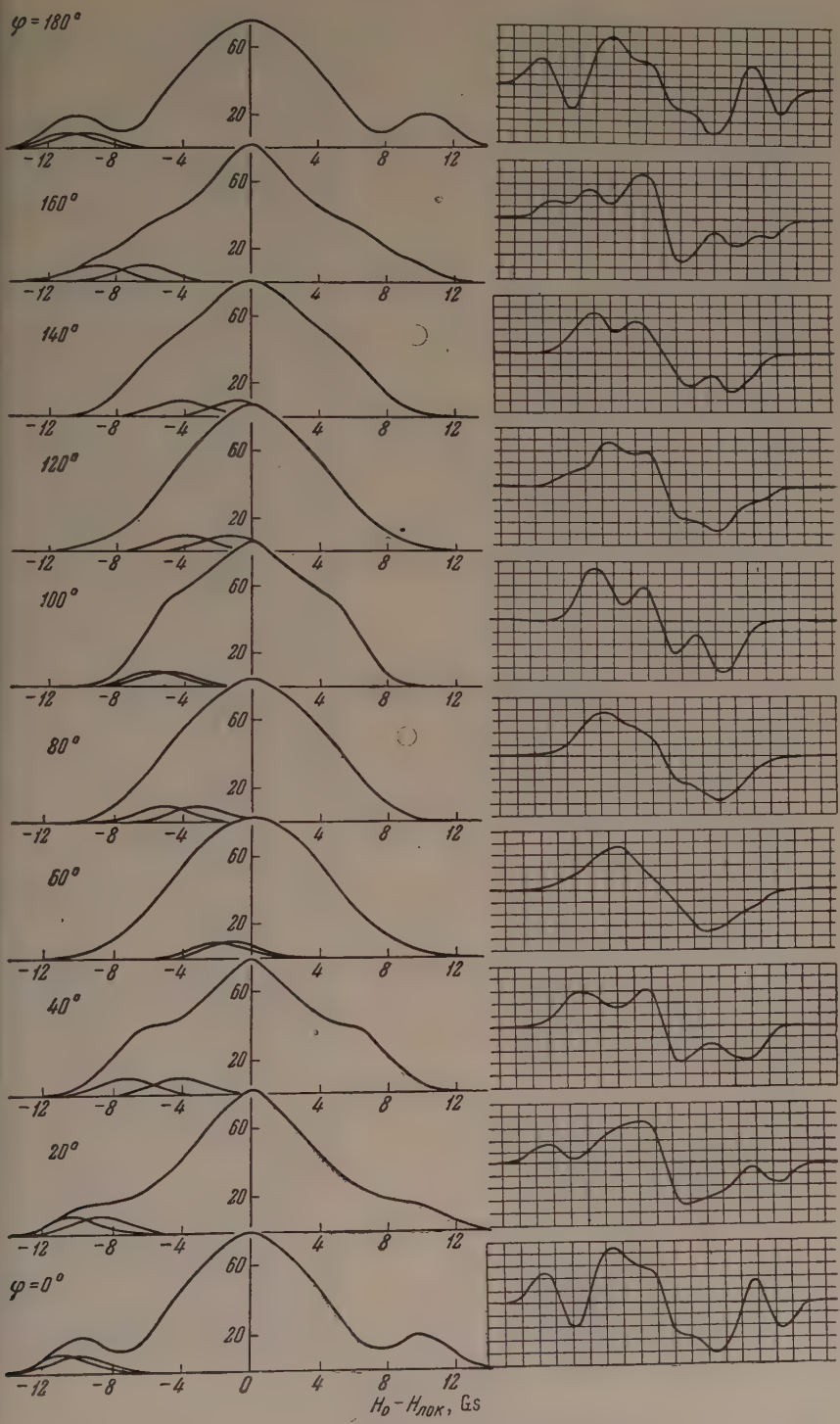


Рис. 4. Кривые поглощения *A*-кристаллов при различных значениях угла φ. Справа приведены оригинальные кривые, снятые путем автоматической записи, слева — кривые поглощения, построенные по этим записям. Угол φ — это угол между *b*-осью инаправлением магнитного поля

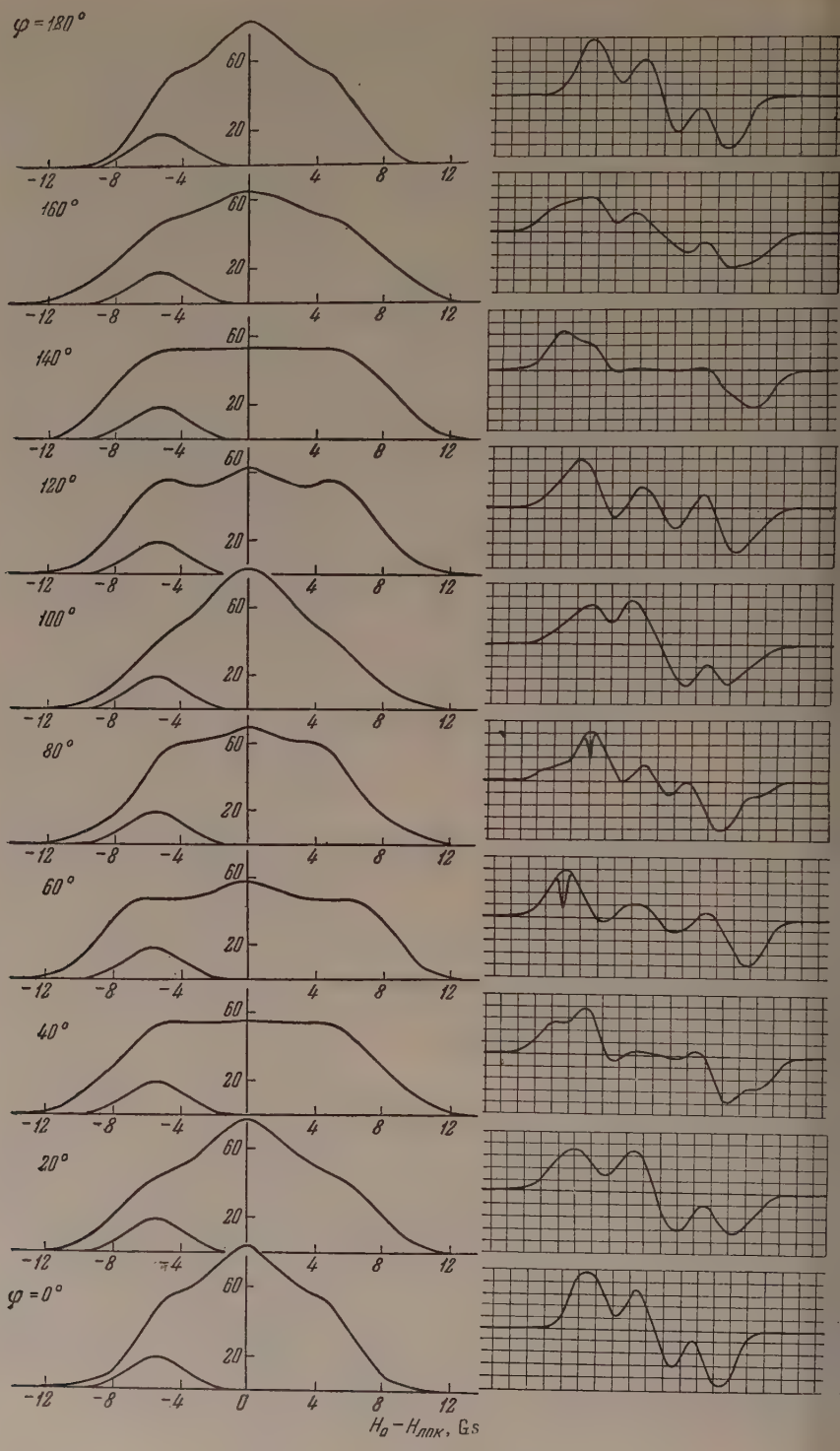


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для B-кристаллов. Угол φ — угол между c-осью и направлением магнитного поля

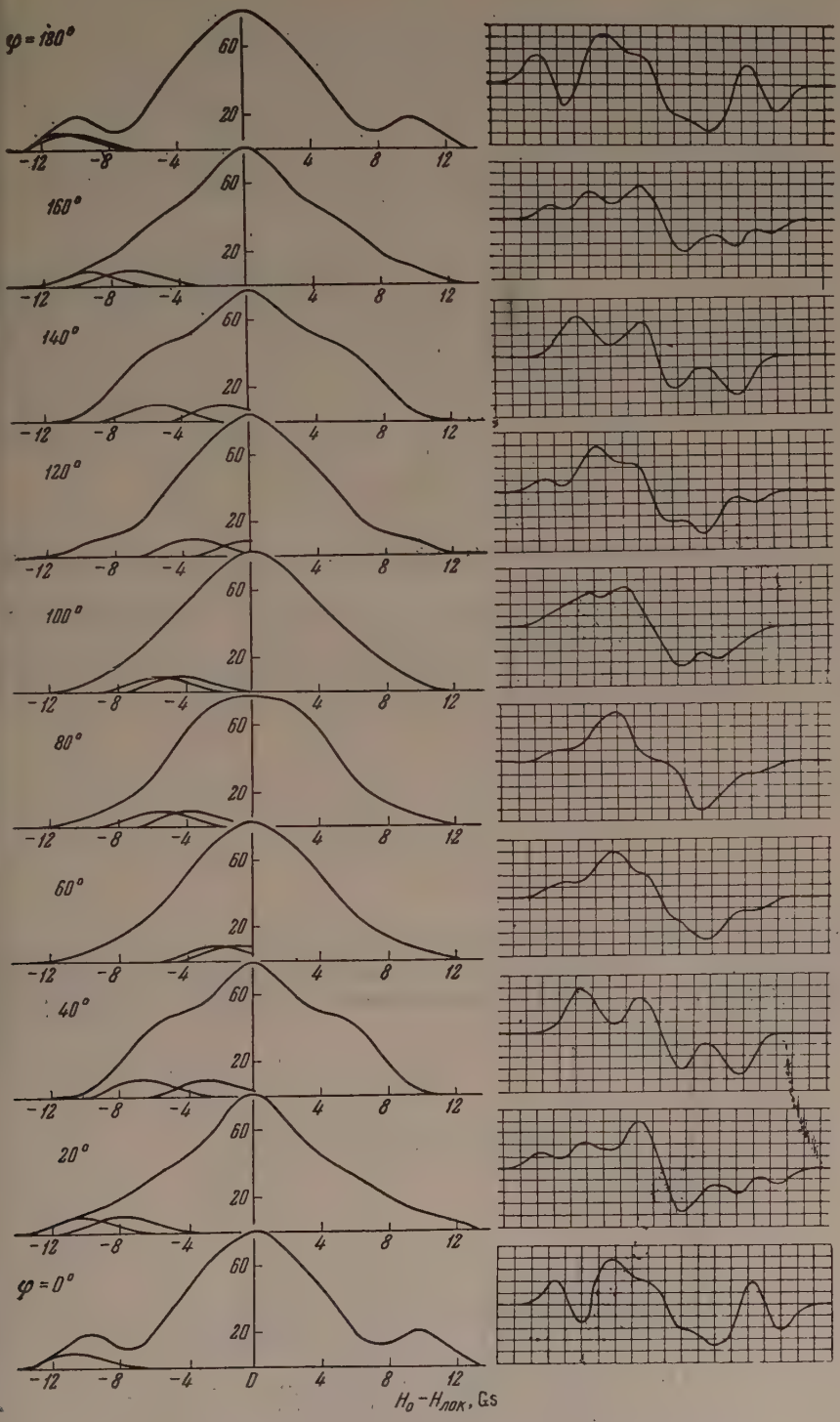
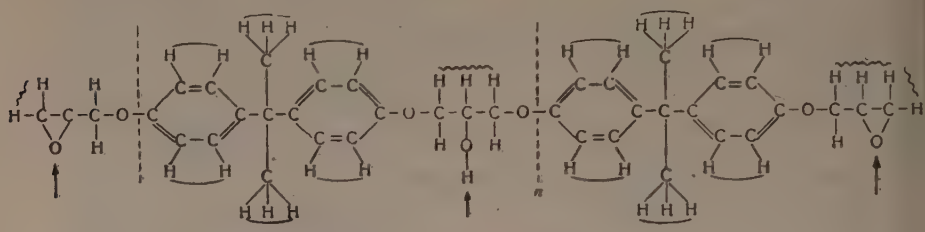


Рис. 6. То же, что на рис. 4, но для *C*-кристаллов. Угол φ — угол между *b*-осью и направлением магнитного поля

В дальнейшем при наложении дополнительного электрического по на монокристалл мы смогли установить изменения второго момен которые вызваны спонтанной поляризацией. Дальнейшая работа долж быть выполнена с монокристаллами других ориентаций; по-видимом можно измерить различные положения тех протонов, которые сбусло ливают сегнетоэлектрические свойства.

2. Эпоксидные смолы. Мы исследовали полимеризаци искусственной смолы; по-немецки они называются Epoxyd-Harz. О состоит из молекул следующего типа:

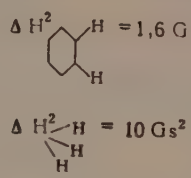


Общая схема незатвердевшей эпоксидной смолы

Эти молекулы связаны вместе другими, смешанными с ними мол кулами.

Здесь имеются две разные группы интересующих нас протонов: д протона бензольной и метиловой группы — CH_3.

В этом случае мы не могли получить монокристалл, поэтому мы ра считали только вторые моменты и получили:



Приготовляя образец, мы сначала взяли жидкость, которая начала твердевать через 1,5 часа после приготовления смеси. Микроскопичес мы обнаружили, что процесс полимеризации начался уже спустя 20 м

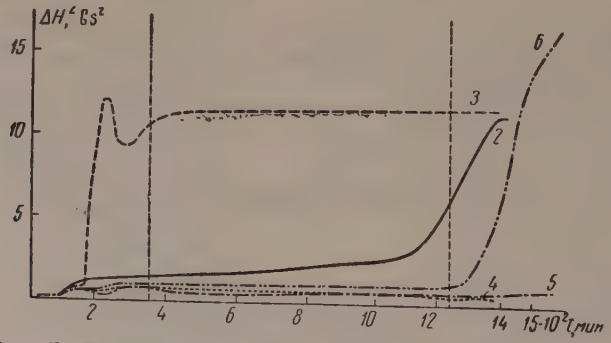


Рис. 7. Зависимость вторых моментов кривых поглощения протонов в эпоксидной смоле от времени полимеризации: *2* — смесь эпоксидной смолы и наполнителя в обычном соотношении компонентов, *3* и *6* — при избытке наполнителя, *4* и *5* — при очень малом количестве наполнителя

мы обнаружили расширение узкой линии. Точные измерения дали зультаты, приведенные на рис. 7. Мы рассмотрим только кривую *2*. Спу

ис второй момент увеличился примерно до 1,3 Gs^2; затем он оставался стоянным в течение 20 час и, наконец, дальше увеличивался примерно 1,0 Gs^2. Этот результат показывает, что подвижность длинных цепочек амого начала уменьшена; бензольное кольцо является жестким по шествии приблизительно 1 час; метиловые группы все еще вращаи, и это продолжается около 24 час, пока они также не затормаживаи соседними молекулами.

Другие кривые относятся к другим смесям и не могут быть рассмотрездесь, кроме того, я не могу более подробно останавливаться на прое полимеризации и на проблемах, которые могут быть решены при ощи метода ядерной индукции.

В принципе я хотел показать, что явление ядерного магнетизма примимо в настоящее время к решению более сложных проблем струкы твердых тел.

Физический институт
Лейпцигского университета, ГДР

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

Р. М. БОЗОРТ, Г. Д. ВИЛЬЯМС и ДОРОТИ Е. УОЛШ

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ОРТОФЕРРИТОВ И ЦИАНИДОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Введение

В настоящей статье описываются магнитные свойства некоторых единений при температурах до 1,3° К. Эти соединения принадлеж к двум общим типам. Первый тип соединений может быть представл формулой $GdFeO_3$, в которой Gd может быть заменен другими ред земельными элементами или иттрием (в своей работе мы использова соединения с Pr, Nd, Sm, Eu и Er), а железо — заменено металлом пе ходной группы — Cr, V, Ti, Co или Sc. Впервые редкоземельные ор ферриты этого вида изучались Форестье и Гийо-Гиленом [1], котор нашли, что многие из них сбладают слабым, или «паразитным», фер магнетизмом с точкой Кюри порядка нескольких сот градусов Цельс Потене и др. [2] исследовали три из этих соединений при температу ниже комнатной. Магнитные свойства монокристалла $CdFeO_3$ опис Гильо [3]. Геллер [4] исследовал кристаллическую структуру соеди ний этого вида и нашел, что она является орторомбической по характ структурой псевдоперовскита.

Второй тип соединений представляется формулой $Fe(FeC_6N_6)$ фер феррицианида. В соединениях, которые мы исследовали, катионы жел были замещены на Mn, Co, Ni, Cu или Zn, а анионы железа — на Mn или Co. Все эти соединения содержали радикал C_6 Магнитные моменты, которые мы измеряли, были нами пересчитаны один моль C_6N_6.

В то время как редкоземельные ортоферриты и связанные с ними единения первого типа имеют обычно только небольшие магнитные моме порядка 0,05÷ 4 μ_B на молекулу, некоторые из цианидов имеют магнит моменты 3÷4 μ_B на молекулу.

Мы надеемся, что исследование многочисленных соединений, содер щих разнообразные ионы, поможет пониманию природы магнитных вз модействий в структурах рассматриваемых типов.

Метод измерения

Метод измерения показан схематически на рис. 1. Образец (*2*) поме ется в середине небольшой «компенсирующей» катушки (*3*), прикр ленной на конце длинного маятника (*4*), подвешенного в дюаре (*5*) гибкой металлической пластинке. Тензометрические датчики (*A* и *B*) р положены с каждой стороны пластинки так, чтобы любое движение ма ника передавалось датчикам. Эти датчики включаются в плечи мо (*6*). Полюса электромагнита (*1*) имеют такую форму (Саксмит [5]), в горизонтальном направлении, перпендикулярно направлению нап женности поля, градиент его практически однороден. Движение ма ника происходит в этом же направлении.

Когда под действием магнитного поля электромагнита происхо смещение образца, добиваются возвращения катушки и образца в исх ное положение, регулируя силу тока, протекающего через витки ком сирующей катушки. Это отмечается по отсутствию тока в диагонали мо

я магнитный момент катушки, можно определить магнитный момент азца при условии, что градиент поля постоянен в объеме, занимаемом ушкой и образцом. Как было сказано, это имело место в нашем слу- (см. график, приведенный на рис. 1, *а*).

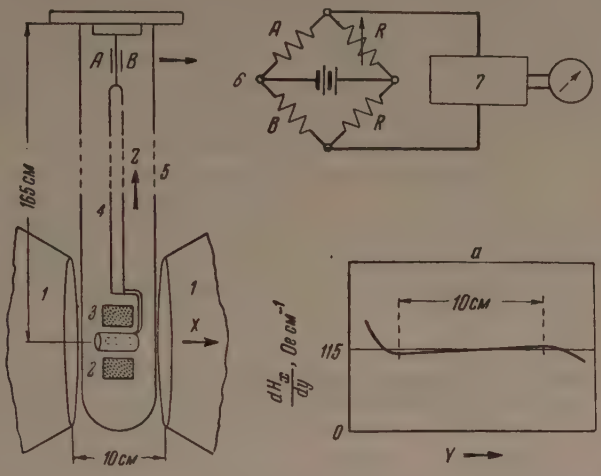


Рис. 1. Схема установки. Тензометры *A* и *B* укреплены на пластине, находящейся в плоскости *ZX* под углом 90° к указанному стрелкой положению: *1* — полюсные наконечники магнита, *2* — образец, *3* — катушка, *4* — пластина, *5* — дюар, *6* — мост, *7* — индикатор; *а* — зависимость градиента поля от положения катушки с образцом между полюсами

Постоянная компенсирующей катушки определялась посредством изме- ния с образцом чистого железа, и определенное таким образом значение й постоянной хорошо совпадало со значением, рассчитанным из гео- трических данных катушки. Магнитные моменты выражаются в еди- цах CGSM на моль.

Магнитные моменты были получены для температур от 77 до 1,3° K, ичем температуры в гелиевом интервале получались под пониженным влением. В результате измерений при температурах ниже 20° K вводи- сь небольшая поправка, пропорциональная напряженности поля и ределяемая по измерениям без образца. Эта поправка учитывала влия- ие примесей в меди провода, которым наматывалась катушка. Вес образ- составлял обычно 0,5÷1,0 г.

Приготовление образцов

Некоторые из редкоземельных ортоферритов приготовлялись из окис- в по обычной технологии приготовления керамики, другие получались форме макрокристаллов по методу И. Р. Ремейка посредством кристал- зации из расплава PbO; все они затем тщательно размалывались и прес- вались. Керамические образцы перемалывались в шаровой мельнице, ессовались и спекались при температурах 800÷1500° в воздухе или слороде. Ванадиты и титанаты приготовлялись подобным же образом, спекались в атмосфере гелия. Чистота металлических компонентов дкоземельных окислов, по данным спектрального анализа, составляла имерно 99,9% за исключением Gd_2O_3, который содержал свыше 1% $_2O_3$, и Sm_2O_3, содержащего несколько десятых процента Gd_2O_3 и Nd_2O_3. Цианиды, содержащие группу C_6N_6, приготовлялись А. Н. Холден К. Е. Миллер посредством добавления раствора калийной соли аниона раствору сернокислой соли катиона, содержащей стехиометрический быток последних.

Данные о ферромагнетизме этих соединений сообщаются в ст
[6], находящейся в настоящее время в печати. Получаемые указан
выше методом образцы обычно имеют неопределенное строение [7], вс
ствие чего и состав наших образцов не был окончательно установлен. М
нитный момент на молекулу вычислялся из наших измерений по форм
$A(BC_6N_6)$, где A и B — катионный и анионный элементы соответстве
Это соответствует предположению, что заданное, например, количе
ферро-феррицианида содержит одинаковое число молекул с таким
весовым количеством ферри-феррицианида; по нашим измерениям фе
магнетизм у этих двух соединений выражен одинаково.

В настоящее время был произведен химический анализ только об
цов феррицианида. Как оказалось, у них значительно изменяется о
шение катионов к C_6N_6, но зато достаточно постоянно отноше
$^-Fe/C_6N_6$. В образцах, содержащих Mn, Co, Ni, Cu и Zn, это отноше
приблизительно равно единице. Как видно из табл. 1, образцы содерж

Таблица 1

Данные анализа ферроцианидов, имеющих вид $M_aFe_bC_6N_6$ + инертный остаток, ферромагнитные моменты и точки Кюри

M, ион	Число (a) атомов M	Число (b) атомов Fe	Инертный остаток %	n_B на C_6N_6	θ,° K
Mn	2,27	0,99	24,5	3,03	11
Co	1,52	0,91	30,7	0,93	21
Mi	1,72	1,03	44,9	2,78	27
Cu	1,86	0,96	28,8	0,69	16
Zn	1,64	1,05	15,3	0,08	—

некоторое количество примесей (окись, сульфат и калий), указанно
графе «инертный остаток». Поэтому получающееся соединение может б
представлено в виде $M_aFe_bC_6N_6$+инертный остаток; магнитные моме
рассчитывались для весового количества, соответствующего этой ф
муле и содержащего один моль C_6N_6.

Для определения магнитных моментов соединений стехиометрическ
состава необходимы дальнейшие исследования.

Редкоземельные ферриты и связанные с ними соединения

Результаты измерений, полученные на образце $SmFeO_3$, показа
на рис. 2. Измерения производились при напряженности поля 8
5700 и 2800 Oe. На рис. 3 показ
экстраполяция полученных та
образом при различных темпера
рах данных к напряженности по

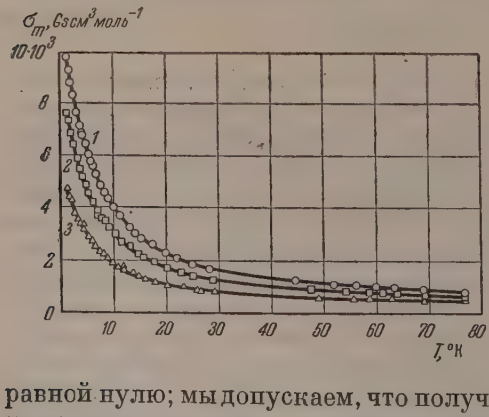


Рис. 2. Зависимость полного мол
лярного магнитного момента обра
$SmFeO_3$ от температуры для трех
пряженностей поля: *1* — H = 8000
2 — H = 5700 Oe, *3* — H = 2800

равной нулю; мы допускаем, что полученная путем экстраполяции велич
является спонтанным магнитным моментом и что тангенс угла накл
прямой представляет собой парамагнитную восприимчивость. Подоб
рассуждения основываются на работе Френча [1, 2], который показал,

магниченность этих соединений может быть выражена формулой

$$\sigma_m = \sigma_f + \chi_p H,$$

е σ_m — полный молекулярный момент, σ_f — ферромагнитный момент понтанный момент) и χ_p — молярная парамагнитная восприимчивость. а графике температурной зависимости ферромагнитного момента (рис. 4) виден довольно быстрый рост его с уменьшением температуры ниже примерно 20° К; при самых низких температурах этот момент может

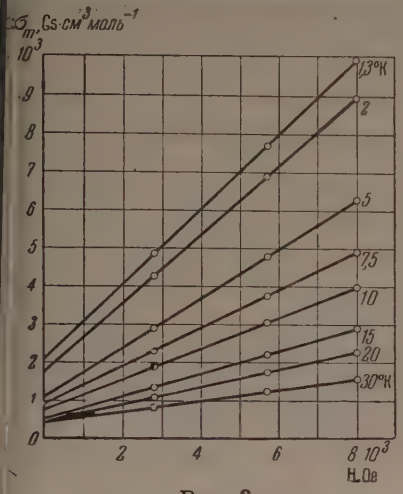


Рис. 3

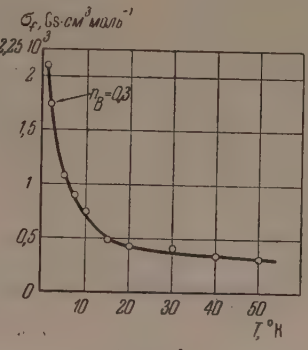


Рис. 4

Рис. 3. Экстраполяция полученных для образца $SmFeO_3$ при различных температурах результатов к напряженности поля, равной нулю, для разделения ферромагнитного и парамагнитного моментов

Рис. 4. Ферромагнитный момент образца $SmFeO_3$ быстро растет при низких температурах

остигать значения 0,3 или 0,4 μ_B на молекулу. Наоборот, при температуре идкого азота он падает до значения примерно 0,05 μ_B на молекулу. По змерениям Френча уменьшение ферромагнитного момента с ростом температуры продолжается, по-видимому, до точки Кюри.

Результаты измерений на образцах другого соединения —$NdVO_3$— и

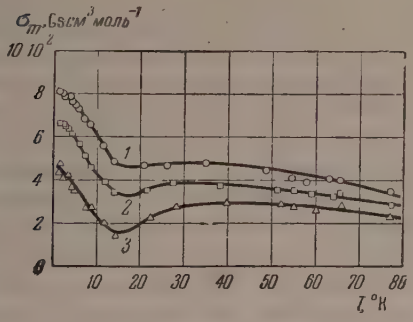


Рис. 5

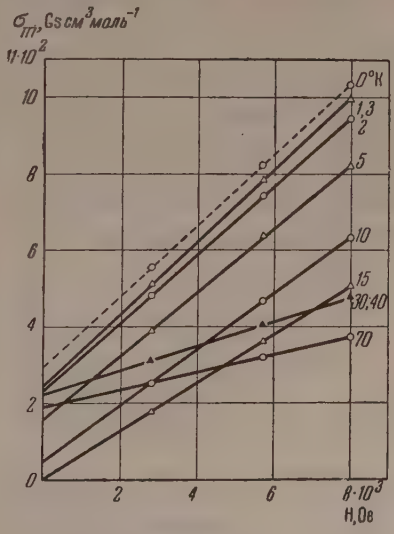


Рис. 6

Рис. 5. То же, что на рис. 2, но для образца $NdVO_3$

Рис. 6. То же, что на рис. 3, но для образца $NdVO_3$. Пунктирная прямая получена при помощи экстраполяции данных, приведенных на рис. 5, к 0° К

экстраполяция данных к нулевому полю показаны на рис. 5 и 6. Мы видим, что у этого соединения ферромагнитный момент обращается в нуль

примерно при 15° К, а затем снова растет при более высоких температур (рис. 7). Подобное же поведение отмечалось Френчем у $GdFeO_3$ [2]. Нее дал объяснение этого явления на основе следующих рассуждений: у бол шинства ферритов имеются две подрешетки магнитных ионов, из котор одной соответствует большой магнитный момент и слабое молекулярн поле, а другой — малый магнитный момент и сильное молекулярное пол причем намагниченности двух подрешеток направлены антипараллельн С ростом температуры спонтанная намагниченность двух подрешеток

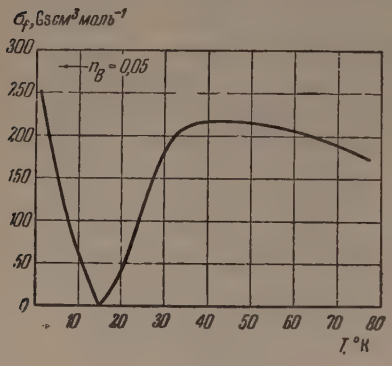


Рис. 7

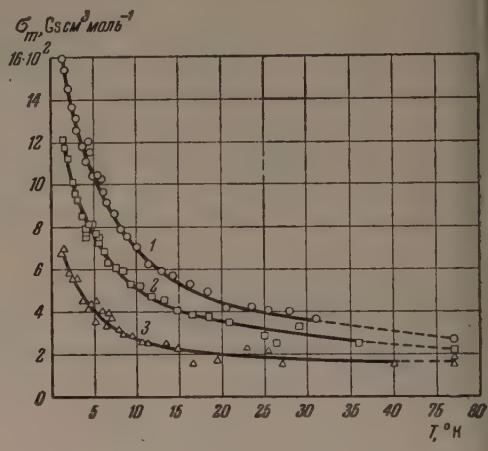


Рис. 8

Рис. 7. Ферромагнитный момент $NdVO_3$ проходит через нуль при 15° К

Рис. 8. $NdFeO_3$ обладает большой парамагнитной восприимчивостью и небольши ферромагнетизмом, накладывающимся на парамагнетизм. Обозначения кривых те ж что на рис. 2

изменяется различным образом, так что результирующий момент буде проходить через нуль в эффективной точке Кюри, затем при дальнейше росте температуры сначала будет расти а затем снова приближаться к нул в истинной точке Кюри. Подобны эффективные точки Кюри наблюдаютс у редкоземельных ортоферритов и хо рошо объясняются теорией.

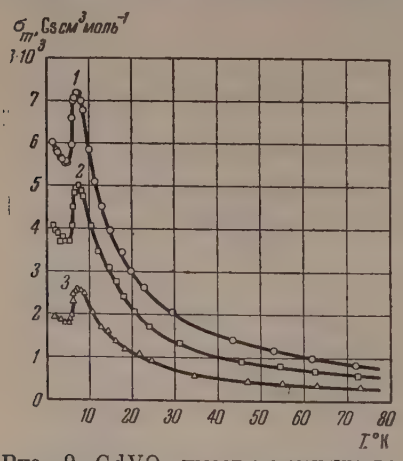


Рис. 9. $GdVO_3$ имеет максимум восприимчивости при температуре 7,5°К, указывающий на наличие антиферромагнетизма. Обозначения кривых те же, что на рис. 2

При сравнении рис. 5 и 8 стано вится очевидным различие между NdVO и $NdFeO_3$. Последнее вещество имее относительно слабый ферромагнетизм но и при температурах жидкого азот этот незначительный остаточный ил паразитный ферромагнетизм все же мо жет быть обнаружен. Этот ферромагне тизм у $NdFeO_3$ наблюдался также Фре чем при более высоких температура

Интересная зависимость наблюдаетс у $GdVO_3$ (рис. 9). Форма кривой указы вает на наличие антиферромагнетизм с точкой Нееля порядка 7,5° К. М не наблюдали в этом случае наложени какого бы то ни было ферромагнетизма. Следует отметить рост магнитн го момента при охлаждении в области низких температур.

Данные для $GdFeO_3$ (рис. 10) показывают наличие ферромагнетизм с точкой Нееля порядка 2,5° К. Полученные нами магнитные момент при температурах в интервале 1,3÷77° К отличаются от значений, которы

ли опубликованы впервые [2], но согласуются с полученными недавно ультатами Гильо [3]. С целью выяснения причины этой разницы в ре-ьтатах мы приготовили два дополнительных образца с 10%-ным из-ком Gd_2O_3 и Fe_2O_3 соответственно, но ни у одного из них мы не могли наружить изменений, которые могли бы объяснить отмеченное расхож-ие.

На кривых температурной зависимости σ для $GdVO_3$ (рис. 9) наблю-тся максимум при температуре 7,5° K, тогда как у $GdFeO_3$ (рис. 10)

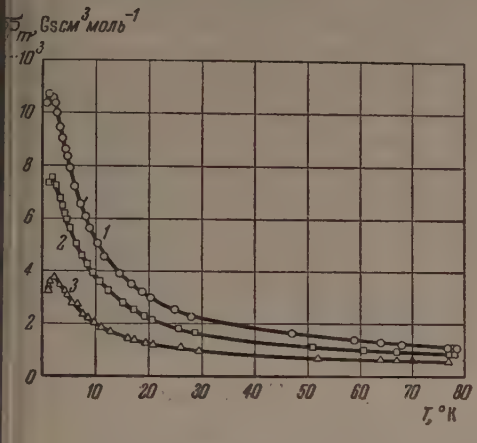


Рис. 10

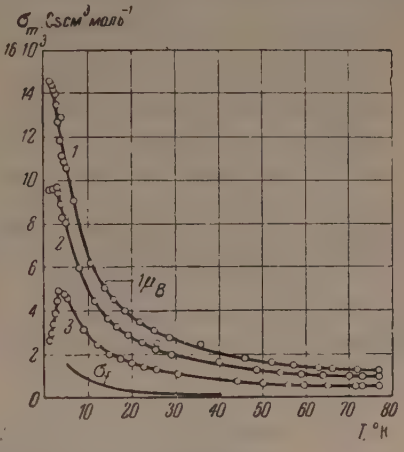


Рис. 11

.. 10. $GdFeO_3$ имеет точку Нееля при 2,5° K. Обозначения кривых те же, что на рис. 2

.. 11. То же, что на рис. 2, но для $ErFeO_3$. Нижняя кривая дает зависимость ферромагнитного момента от температуры

добный максимум появляется при несколько меньшей температуре 5° K). У $ErFeO_3$ (рис.11) максимум в слабом поле имеет место при 4,5° K, в более сильном поле в изученном нами температурном интервале мум вообще отсутствует. Эти характеристики подобны характеристикам, торые Гаррет [9] наблюдал у $Co(NH_4)_2(SO_4)_2.6H_2O$, совпадают с ха-ктеристиками для $CuCl_2.2H_2O$, наблюдавшимися Пулисом, Ван ден нделем, Уббинком и Гортером [10], и показывают, что в случае FeO_3 использованные нами сильные поля были выше критического ля, несбходимого для перехода от антипараллельной ориентации спинов параллельной. Таким образом, наши следования дают три новых вещества, которых критическое поле может наб-одаться в температурном интервале 5÷10° K. Данные для $GdScO_3$ позво-ют предполагать, что точка Нееля у ого вещества лежит ниже 2° K.

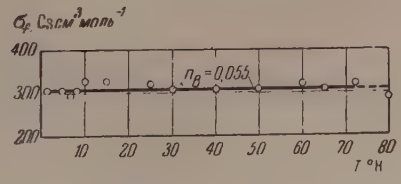


Рис. 12. Ферромагнитная компонента $EuFeO_3$ постоянна при низких температурах

Низкое положение точки Нееля у их соединений говорит в пользу пред-ложения, что редкоземельные ионы ановятся при этих температурах тиферромагнитно упорядоченными. Ранее уже допускалось [8], что и температурах вплоть до нескольких сот градусов Цельсия таким разом упорядочены ионы железа у ортоферритов.

Наши исследования показали, что, в противоположность большинству тоферритов, $EuFeO_3$ имеет постоянное значение магнитного момента молекулу вплоть до самых низких температур (рис. 12). Этот момент меняется заметным образом при изменении температуры от комнатной

до 1,3° К. Здесь следует напомнить, что, как известно, парамагнитная
приимчивость ионов Eu^{3+} постоянна при низких температурах
в соответствии с теорией Ван Флека.

В соединениях, о которых до сих пор шла речь, оба металлических и
имеют значительные магнитные моменты. Поэтому желательно б
выяснить влияния иттрия, магнит
момент которого равен нулю, на с
марный магнитный момент соединен
На рис. 13 представлены результ
исследований ортоферритов иттр
Следует отметить, что здесь встро
ется паразитный магнитный моме
который, к тому же, сильно возрас
при уменьшении температуры н
5° К. Из работы Френча известно,
этот момент хорошо сохраняется и
температуре выше комнатнсй. Велич
момента при этих более высоких тем
ратурах, составляющая около 0,05 μ_B

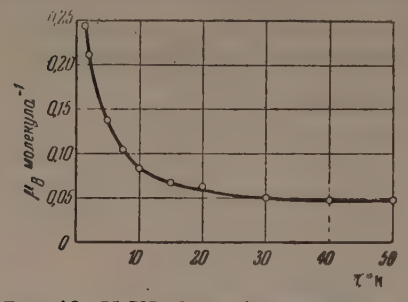


Рис. 13. У $YFeO_3$ наблюдается быстрый рост ферромагнитной компоненты при низких температурах

молекулу, является по порядку величины такой же, как и другие (па
зитные) ферромагнитные моменты редкоземельных ортоферритов.

Таблица 2

Ферромагнитные моменты, n_B, некоторых ванадитов и ортоферритов при температуре 1,3° К (в магнетонах Бора на молекулу типа ABO_3) и температура (θ'), при которой момент уменьшается до величины примерно 0,05 μ_B на молекулу

Катион	Ванадиты		Ортоферриты	
	n_B	θ'	n_B	θ'
Pr	0,23	70	0,21	>300
Nd	0,05	—	0,05	—
Sm	0,17	15	0,42	40
Eu	—	—	0,05	—
Y	0,05	—	0,27	25

Отметим также: $LaCoO_3$, $n_B = 0{,}10$, $GaTiO_3$, $n_B = 0{,}54$, $\theta' = 21°K$

В табл. 2 сведены некоторые результаты, относящиеся к соединен
типа ортоферрита.

Цианиды

На рис. 14 и 17,*а* представлены некоторые результаты, относящ
к берлинской лазури — ферри-феррицианиду $Fe(FeC_6N_6)$. При наи

Таблица

Ферромагнитный момент n_B (μ_B на группу C_6N_6) и точки Кюри (°К)

Цианиды	Fe^{3-}		Mn^{3-}		Fe^{3-}		Co^{3-}		Ni^{3-}		Cu^{3-}		Z
	n_B	θ	n_B	θ	n_B	θ	n_B	θ	n_B	θ	n_B	θ	n_B
$Cr^{3-}C_6N_6$							0,3	13					
$Mn^{3-}C_6N_6$			0,8	50	0,85	10	0,4	21	0,7	37	0 (?)	—	0
$Fe^{2-}C_6N_6$	3,85	23	1,9	11	3,5	8	0,7	21	1,15	27	0,45	16	0
$Co^{3-}C_6N_6$			2,1	5	0,8	5	0,3	3	—		0 (?)	5 (?)	—

их температурах число магнетонов Бора на молекулу составляет почти точка Кюри равна 22° К.

У ферро-феррицианида (турнбуллева синь) число магнетонов Бора очти такое же большое, как и у ферри-феррицианидов, но точка Кюри у него равна примерно 8°К (рис. 15). Такой же результат получается и при добавлении железной соли к калиевому ферроцианиду; таким

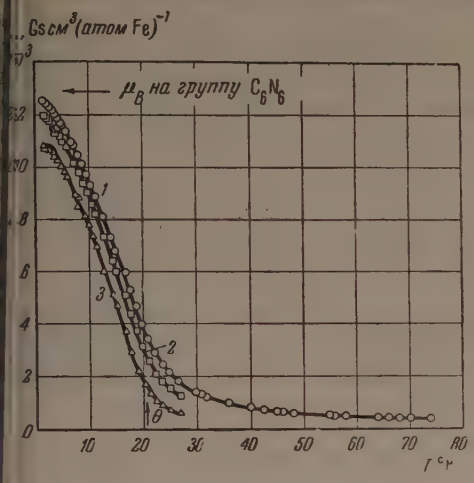


Рис. 14

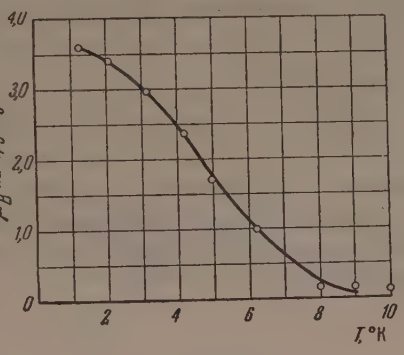


Рис. 15

Рис. 14. То же, что на рис. 2, но для $Fe(FeC_6N_6)$ — берлинской лазури

ис. 15. Зависимость ферромагнитной компоненты $Fe_3(FeC_6N_6)_2$ — турнбуллевой сини ($\theta = 8°K$)

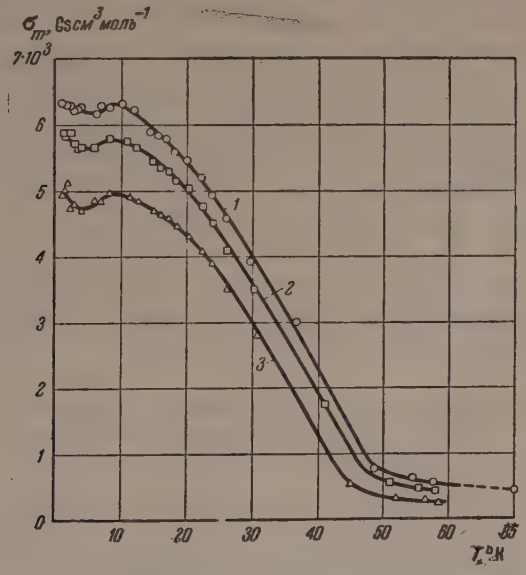


Рис. 16. То же, что на рис. 2, но для мангано-манганицианида ($Mn_3(MnC_6N_6)_2$)

бразом, турнбуллева синь и берлинская лазурь, по-видимому, ведут себя одинаковым образом в отношении ферромагнетизма. Состав их и структура, как показывает более ранняя работа [7], одинаковы. Однако, как видно из помещенной ниже табл. 4, точки Кюри у этих веществ не одинаковы.

На рис. 16 приведены результаты для мангано-манганицианида. Здесь при температуре 10° К имеется особая точка, природа которой не

Таблица 4

Постоянные Кюри *C* и эффективное число магнетонов Бора $\mu_{эфф}$ у феррит
(Ожидаемое спиновое число дано в круглых скобках)

Катион / Анион	Y (0)		La (0)		Nd		Sm		Gd (7)	
	C	$\mu_{эфф}$	*C*	$\mu_{эфф}$	*C*	$\mu_{эфф}$	*C*	$\mu_{эфф}$	*C*	$\mu_{эф}$
TiO_3 (1)					0,80	2,5			7,9	8,0
VO_3 (2)							4,9	6,3	8,1	8,0
FeO_3 (5)	1,75	3,7			0,97		4,8	6,2	11,9	9,8
CoO_3 (4)			0,57	2,1						

известна. В противоположность ортоферритам, цианиды, по-видимому не обладают паразитной намагниченностью. Результаты для некоторы из этих соединений приведены на рис. 17, а сводка для всех исследованны цианидов дается в табл. 3.

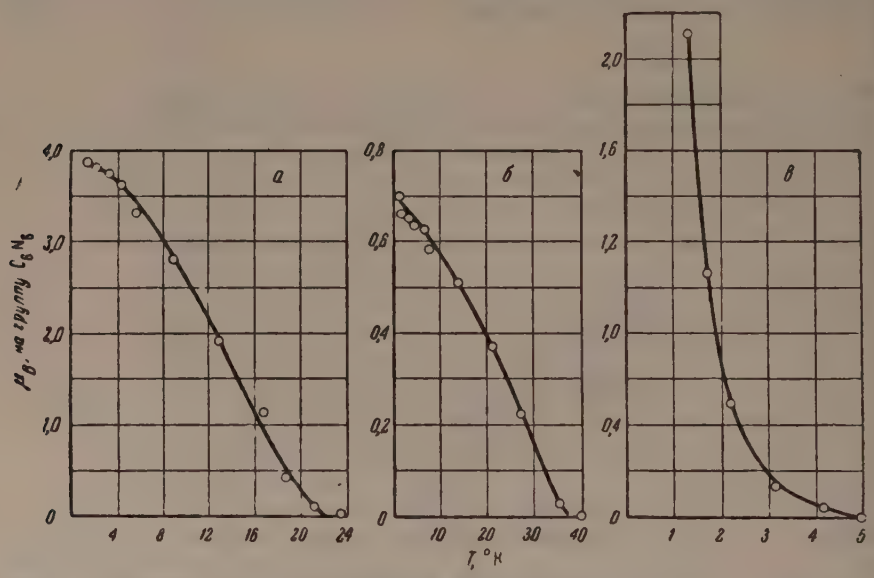


Рис. 17. Зависимость ферромагнитной компоненты магнитного момента от температуры для некоторых цианидов: *а* — $Fe(FeC_6N_6)$, *б* — $Ni_3(MnC_6N_6)_2$, *в* — $Mn_3(CoC_6N_6)_2$

Наиболее полный ряд данных приводится для феррицианида. Значе для n_B на единицу C_6N_6 по данным анализа и θ приведены в табл. Сравнение с табл. 3 обнаруживает расхождение в значениях n_B, котор появляется вследствие того, что в табл. 3 все значения рассчитаны в пре положении стехиометрического состава образцов.

Закон Кюри-Вейса

Для некоторых из соединений определялась парамагнитная восприи чивость $\varkappa_p$. При наличии ферромагнитного момента $\varkappa_p$ определялась наклону прямой линии, представляющей зависимость σ от H. Температу ная зависимость $1/\varkappa_p$, как правило, изображается прямой линией в обсл дованной области температур, которая заключалась между ферромагни

ой точкой Кюри (если она наблюдается) и 75° К. В табл. 4 и 5 приводятся остоянные Кюри C и рассчитанные по ним значения $\mu_{эфф}$ $(= 2{,}83\sqrt{C})$. очность, вероятно, не превышает нескольких процентов.

Таблица 5

остоянные Кюри C и эффективное число магнетонов Бора $\mu_{эфф}$ у цианидов

Катион / Анион	Fe^{3+}		Mn^{3+}		Fe^{2+}		Co^{2+}		Ni^{2+}	
	C	$\mu_{эфф}$	C	$\mu_{эфф}$	C	$\mu_{эфф}$	C	$\mu_{эфф}$	C	$\mu_{эфф}$
$Cr^{3+}-C_6N_6$							2,2	4,2		
$Fe^{3+}-C_6N_6$	4,7	6,8	2,2	4,2	4,7	6,1	1,8	3,8	1,1	3,0
$Fe^{2+}-C_6N_6$	2,9	4,8								
$Co^{3+}-C_6N_6$			4,7	6,1	2,4	4,4				
$Co^{2+}-C_6N_6$							2,1	4,1		

На рис. 18 приводятся характерные данные о зависимости отношения $1/\chi_p$ от T для $SmFeO_3$, $GdScO_3$, $GdTiO_3$ и $NdTiO_3$. Сплошные линии тносятся к температурам выше точки Кюри, если она наблюдается, унктирная линия относится к олее низким температурам.

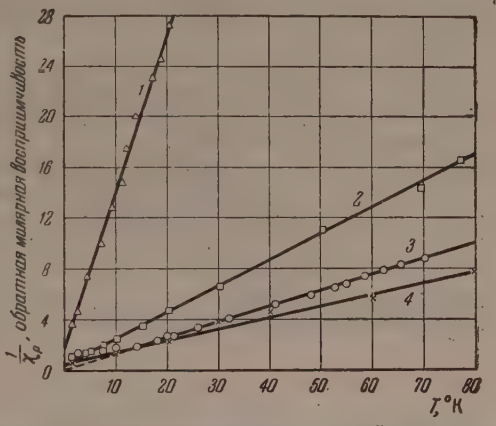


Рис. 18. Прямые закона Кюри-Вейса для соединений типа ортоферритов: *1* — $NdTiO_3$, $C = 0{,}80$; *2* — $SmFeO_3$, $C = 4{,}8$; *3* — $GdTiO_3$, $C = 7{,}9$; *4* — $GdScO_3$, $C = 11{,}0$

Рост паразитной намагниченности при низких температурах

Многие из соединений типа $GdFeO_3$ показывают ненормально быстрый рост паразитной намагниченности при низких температурах, обычно ниже 15° К. Хотя причины этого не ясны, мы предлагаем следующее возможное объяснение. Как было показано, намагниченность очень малых ферромагнитных частиц подвержена тепловым флюктуациям [12]. Вследствие этого такие частицы трудно намагнитить до насыщения при высоких температурах, даже если эта температура и ниже точки Кюри материала частиц. Это обстоятельство приводит к кажущемуся понижению точки Кюри у очень малых частиц, или, иначе говоря, к изменению формы кривой температурной зависимости намагниченности насыщения от выпуклой к вогнутой, подобно изменению, наблюдаемому в случае малых частиц железа [13]. Недавно сообщалось [14] об аналогичном явлении понижения температуры максимальной восприимчивости при уменьшении размеров малых частиц антиферромагнитной окиси никеля.

В идеальной орторомбической структуре типа псевдоперовскита ортоферритов и ванадитов расстояния между магнитными ионами могут быть различны. Вследствие этого, а также вследствие возможных возбуждений, вызываемых дефектами решетки, названные материалы могут вести себя подобно агломератам очень малых частиц, в которых наблюдаются тепловые флюктуации намагниченности. Следует допустить, что подобное объяснение не может применяться к $EuFeO_3$, у которого наблюдается постоянство ферромагнитного момента вплоть до температуры 1,3° К.

Применяя дифракцию нейтронов, Эриксон [15] нашел, что спин в NiF_2 наклонены к тетрагональной оси под углом 10°, а Матарес и Шт [16] сбнаружили соответствующий слабый ферромагнетизм ниже точ Нееля. Эти результаты заставляют предположить, что наблюдавшийс нами быстрый рост паразитного ферромагнетизма при низких темпер турах может быть связан с изменением угла спина в этом интервале тем ператур.

Ферромагнетизм трехвалентных ванадитов впервые сбнаружи Б. Т. Матиас, который предложил исследовать также трехвалентны титанаты. Мы рады, кроме того, выразить признательность П. В. Андер сону, М. А. Гильо и С. Геллеру за весьма полезные обсуждения, а такж А. И. Вильямсу и Р. К. Шервуду за помощь в выполнении измерений Мы благодарны В. К. Келеру и Е. О. Уолленц из Окриджской национальн ной лаборатории за предоставление сбразца $ErFeO_3$.

Цитированная литература

1. Forestier H., Guiot-Guillain G., C. R., **230**, 1844 (1950); см. такж Jonker G. H., Van Santen J. H., Physica, **16**, 337 (1950).
2. Pauthenet R., Blum P., C. R., **239**, 33 (1954); Guiot-Guillain G Pauthenet R., Forestier H., C. R., **239**, 155 (1954).
3. Gilleo M. A., Phys. Rev., **99**, 1641 (1955).
4. Geller S., Phys. Rev., **99**, 1641 (1955); J. Chem. Phys., June (1956) Bertaut F., Forrat F., J. Phys. et Rad., **17**, 129 (1956).
5. Sucksmith W., Proc. Roy. Soc. (London), **170A**, 551 (1939).
6. Holden A. N., Matthias B., Anderson P. W., Lewis H. W. (в пе чати).
7. Weiser H. B., Milligan W. O., Bates J. B., J. Phys. Chem, **46**, 99 (1942
8. Néel L., Ann. Phys., **3**, 137 (1948); C. R., **239**, 8 (1954).
9. Garrett C. G. B., Proc. Rhys. Soc. (London), **63A**, 1043 (1950); Proc. Roy. So (London), 206A, 242 (1951).
10. Poulis a. oth., Phys. Rev., **82**, 552(1951); Physica, **18**, 862 (1952).
11. Trapnell B. M. W., Selwood P. W., Nature, **169**, 841 (1952).
12. Néel L., C. R., **228**, 664 (1949).
13. Mayer A., Vogt E., ZS. f. Naturf., **7a**, 334 (1952).
14. Richardson J. T., Milligan W. O., Bull. Am. Phys. Soc. (II), **1**, 8 (1956).
15. Erickson R. A., Phys. Rev., **90**, 779 (1953).
16. Stout J. W., Matarrese L. M., Phys. Rev., **94**, 1792 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

К. ГОРТЕР

НОВЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ПАРАМАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ

1. Несколько лет назад казалось, что главные явления парамагнитной аксации в области частот до 10^8 Hz могут быть удовлетворительно исаны спин-решеточной релаксацией, подчиняющейся формулам Казимира и Дю Пре, аддитивно дополненной короткой, температурно независимой спин-спиновой релаксацией, определяемой по Виллеру и Бруру. Эта картина теперь оказалась недостаточной в двух отношениях. При пературе жидкого водорода были найдены довольно медленные, температурно независимые релаксационные процессы, происходящие внутри ин-системы. Эти релаксационные процессы, по-видимому, могут быть учтены ько при помощи старой теории онига — Баувкампа.

При температуре жидкого гелия оцессом, определяющим низкочастотную релаксацию, оказалось не спин-шеточное взаимодействие, а, во многих случаях, перенос энергии от некоторой части решеточных осцилляторов к иевому теплоприемнику. Было проведено сопоставление с насыщением кроволнового резонанса.

2. Бо́льшая часть данных, полученных по парамагнитной релаксации лоть до температуры жидкого воздуха, может быть адекватно описана при мощи формул Казимира и Дю Пре. анные, полученные для каждого вещества, могут в таком случае быть представлены через отношение b/c и время лаксации τ как функции температуры T. Зависимость τ от внешнего ля H_c часто находится в согласии с формулой Бронса — Ван Флека; этому оказывается достаточным приводить только одну константу p, представляющую собой отношение значений τ при нулевом поле бесконечно большом поле. Поскольку константа Кюри C известна, ачение b в выражении теплоемкости спин-системы (b/T^2) может быть ределено с большой точностью. Ее значение, в общем, достаточно хорошо согласуется со значениями теплоемкости, полученными независимо и помощи калориметрических измерений, адиабатического размагничивания и из структуры микроволновых магнитных резонансных спектров. емя релаксации τ, согласно Валлеру, Фирцу, Кронигу и Ван Флеку, ределяется неупругим рассеянием фононов (так называемый квазимановский эффект), взаимодействием между волнами решетки и спинами ектронов, которое обусловлено орбитальными моментами последних. висимость τ от T и H_c выяснена не во всех деталях (например аномальная температурная зависимость в солях гадолиния), но между теорией и спериментом имеется согласие по порядку величины.

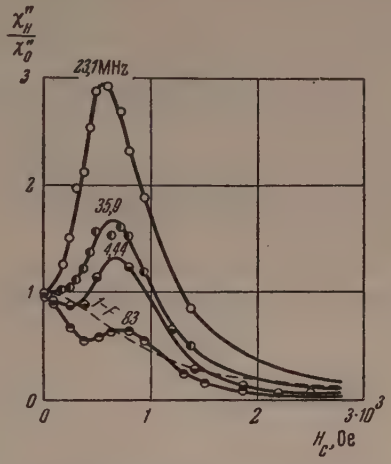


Рис. 1. Зависимость отношения χ'' к его значению при $H_c = 0$ от параллельного поля H_c для образца $CrK(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$ при 20,4° K и различных частотах

Чтобы объяснить данные по коэффициенту поглощения χ'', к выра
нию Казимира — Дю Пре для этой величины прибавляется член $\chi_0 b$
$/(b + CH_c^2)$, где ω — угловая частота. Этот член характеризует (мал
нарушение основного допущения Казимира и Дю Пре, что спин-систе
в любой момент находится во внутреннем равновесии.

Мы обсудим теперь новые данные, которые не согласуются с обри
ванной выше простой схемой, а также теории, предложенные до сих

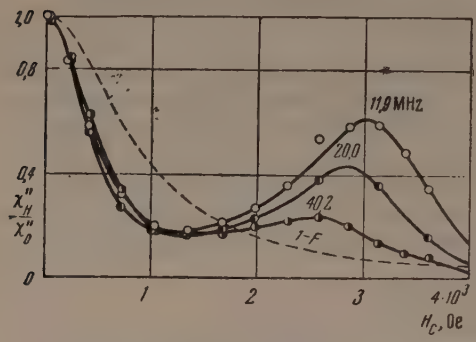


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для образца $Mn(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$

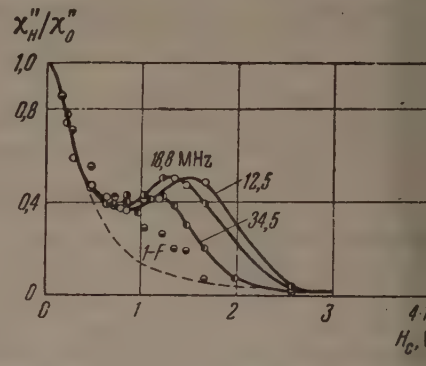


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для образца $Cu(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$

для учета этих отклонений. В разделе 3 будет рассмотрена релаксац
внутри спин-системы, а в разделе 4 — релаксация при температуре жи
кого гелия.

3. При температуре жидкого водорода во многих полях время рела
сации τ имеет порядок 10^{-5} сек, оставляя легко достижимый частотн

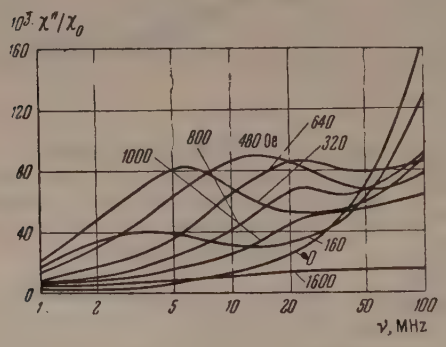


Рис. 4

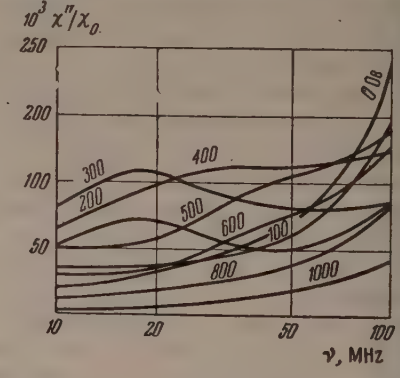


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость отношения χ'' к его значению при $H_c = 0$ от частоты при р
личных значениях параллельного поля H_c для образца $CrK(SO_4)_2 \cdot 12\ H_2O$ при 20,4

Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для образца $CrNH_4(SO_4)_2 \cdot 12\ H_2O$

интервал $10^5 \div 10^8$ Hz свободным от спин-решеточной релаксации. Ка
риметрические измерения χ'' были выполнены нами совместно со Смитсо
Деркеном и Ферштеллем на ряде неразведенных и разведенных порош
вых образцов при частотах $10^6 \div 10^8$ Hz, а также гетеродинным метод
биений и методом измерений χ' и χ'' при помощи моста в интервале
стот $10^5 \div 10^7$ Hz. На рис. 1—3 дана зависимость χ'' от H_c в нескольк
солях, причем пунктирные линии указывают теоретический ход крив
для $\tau' = \text{const}$. На рис. 4—6 дана зависимость χ'' от частоты, а на рис
дан пример зависимости χ' от H_c.

Исследованные вещества можно разделить на три группы:
А) те, у которых наблюдается аномально высокое значение χ'' в слабых полях (рис. 1 и 4);
В) те, у которых наблюдается довольно резкое убывание величины χ'' в слабых полях и увеличение χ'' в области высоких полях (рис. 2, 5 и 6);
С) те, у которых наблюдается нормальное поведение χ'' в слабых полях, а также увеличение χ'' в высоких полях (рис. 3).
У веществ группы А электрические расщепления их основных уровней гораздо больше, чем магнитное расщепление последних. В веществах группы С, напротив, преобладает магнитное расщепление. В группе В оба эффекта имеют одинаковый порядок величины. Что такое разделение на группы имеет смысл, доказывается тем фактом, что соль, принадлежащая к группе А, переходит в группу А, если уменьшить магнитные взаимодействия путем разбавления немагнитным веществом.

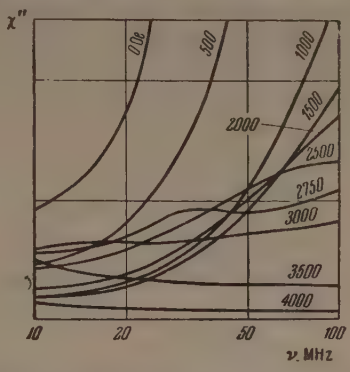


Рис. 6. Зависимость χ'' от частоты для различных значений параллельного поля H_c для образца $Mn(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$

Первой подходящей теорией является теория Кронига и Баувкампа. В 1938 г. они предположили, что критическое условие, при котором спин изменяет свою ориентацию, заключается в том, что векторная сумма внешнего поля и мгновенного поля, обусловленного соседями, оказывается равной нулю. Это

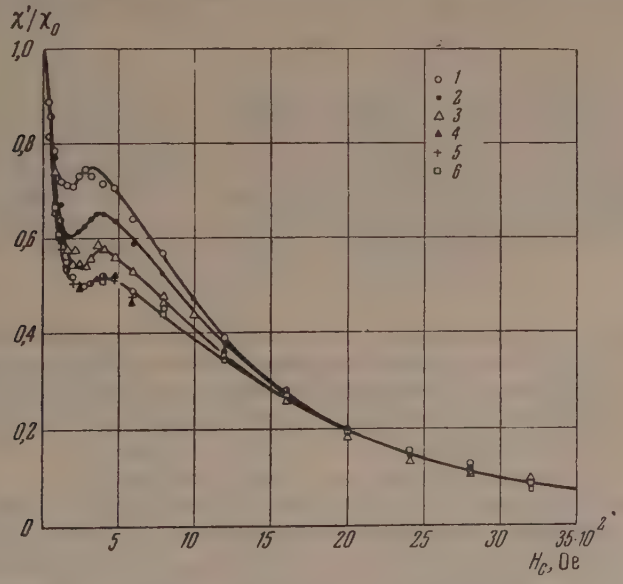


Рис. 7. Зависимость отношения χ' к его значению при $H_c = 0$ от параллельного поля H_c для образца $CrK(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$, разведенного Al (в отношении 1 : 20) при 20,4° K и различных частотах:
1 — ν = 0,1 MHz, *2* — ν = 0,5, *3* — ν = 1, *4* — ν = 3, *5* — ν = 6, *6* — ν = 10 MHz

дет случаться гораздо реже, если $H_c > H_i$ (среднее квадратичное утреннее поле), и поэтому следует ожидать, что τ' будет пропорционально $\exp(H_c^2/H_i^2)$. В 1942 г. Брур заметил, что теория

Кронига и Баувкампа приложима только к диагональным элементам м
нитного момента, тогда как недиагональные элементы будут давать
стоянную, не участвующую в релаксации долю адиабатической воспри
чивости χ_{ad}. Для ионов трехвалентного хрома он сделал некоторые р
четы, приведшие к зависимости χ_{ad} от поля, которая оказалась противо
чащей всем имевшимся тогда в распоряжении данным. Поэтому Брур
бросил теорию Кронига и Баувкампа и позже доказывал в теоретичес
статье, что τ' должно не возрастать с ростом H_c, а даже несколько у
вать.

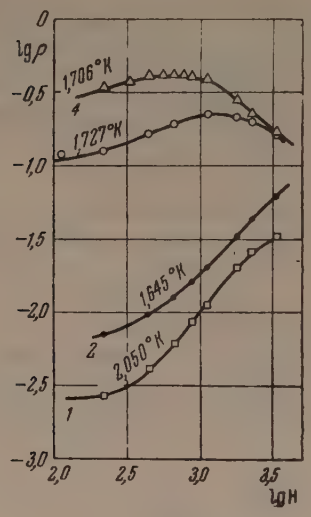


Рис. 8

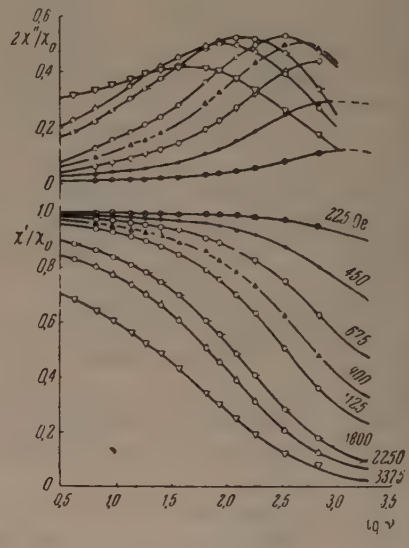


Рис. 9.

Рис. 8. Зависимость логарифма среднего времени релаксации ($\lg \rho = \lg \bar{\tau} + \lg 2\pi$) логарифма напряженности параллельного поля H_c для образца $FeNH_4(SO_4)_2.12H$ разведенного различными количествами Al: *1* — неразведенный образец, *2* — развед ный 1 : 3, *3* — разведенный 1 : 18, *4* — разведенный 1 : 61

Рис. 9. Зависимости поглощения χ'' и дисперсии χ' в спрессованном шарике $FeNH_4(SO_4)_2.12H_2O$ от частоты при 2,88° K и различных значениях параллельн поля (значения полей из нижних кривых относятся и к верхним кривым с со ветствующими точками)

В настоящее время найдено, что самые нижние кривые рис. 7 поч полностью соответствуют предсказаниям, которые были сделаны Брур в 1942 г., но от которых он сам впоследствии отказался. Итак, по-видимом соображения Кронига и Баувкампа дают правильный ответ. Результа для групп B и C согласуются с их предсказаниями, хотя возможно, τ' возрастает не столь быстро, как было предсказано.

Для объяснения времен релаксации, найденных в солях группы должно быть принято во внимание пересечение энергетических уровн

4. В области жидкого гелия было найдено не одно единственное спи решеточное время релаксации, а широкая область релаксационных в мен, которые являются трудно воспроизводимыми экспериментальн очень структурно чувствительными. В неразведенных солях $\bar{\tau}$ обычно стет с полем H_c, тогда как в разведенных солях $\bar{\tau}$ значительно больше, часто убывает в сильных полях пропорционально H_c^{-1} (рис. 8). Зави мость от температуры изменяется в интервале от T^{-5} до $\sim T^{-15}$ в на более разведенных солях (рис. 8).

Спин-решеточная релаксация при таких очень низких температур теоретически должна быть обусловлена не упругим рассеянием, а прям поглощением и эмиссией фононов. Поэтому мы предполагаем, что доволь

в полосы кристаллических осцилляторов находятся «во взаимодей-
и» с магнитными ионами. Ван Флек предположил, что то «узкое место»,
рое определяет средние времена релаксации, образуется не спин-ре-
чным взаимодействием, а переносом энергии от относительно немногих
пляторов, находящихся «во взаимодействии» с ионами, к другим ос-
яторам или к сосуду с жидким гелием. Действительно, спин-решеточ-
взаимодействие должно вести в больших полях и при низких концентра-
магнитных ионов к $\tau \sim T^{-1} H_c^{-2} c^0$, что совершенно не соответствует
периментальным данным (здесь c^0 — концентрация магнитных ионов).
гие «узкие места», относящиеся к осцилляторам, находящимся «во
модействии» с ионами, по-видимому, имеют достаточную гибкость,
ы позволить учесть многие сложные данные (рис. 9). Предварительная
убая модель приводит к значению $\tau_{ср}^{-} \sim T^{-2} (b + CH_c^2) \cdot c^{-3}$ в слабых
х и к значению $\tau_{ср} \sim T^{-2} H_c^{-1}$ в сильных полях, что согласуется с
льшим числом экспериментальных данных, полученных совместно
н дер Марелем и ван ден Браком.

шенфельдер и Вейднер изучили в некоторых кристаллах насыщение
магнитного поглощения при возрастании микроволновой мощности.
пришли к заключению о существовании гораздо более коротких вре-
релаксации, которые имеют теоретическую зависимость от T, если
им местом» в их экспериментах является спин-решеточное взаимодей-
е. Ведутся исследования, имеющие целью определить, не обусловлено
то существование более коротких времен релаксации более сильным
уждением находящихся «во взаимодействии» осцилляторов, чем это
ет место при обычных измерениях парамагнитной релаксации.

Лаборатория Камерлинг Оннеса
Лейден, Нидерланды

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1

И. М. ПУЗЕЙ

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В НИКЕЛЕ

Исследование энергии магнитной анизотропии никеля проводил рядом авторов. Однако вследствие различия методов исследования и личия образцов полученные результаты сильно расходятся между соб

Это относится и к температурной зависимости константы магнит анизотропии. Так, в сбласти водородных температур Хонда, Мазум и Ширакава [1] и Вильямс и Бозорт [2] получили значительно отлич щиеся результаты.

Вонсовским [3] была впервые показана теоретически возможно перемены знака константы анизотропии. Результаты работы Хонда, Ма мото, Ширакава [1] подтверждают этот вывод. Однако эти результат области высоких температур являются приближенными из-за малых з чений анизотропии и особенностей примененного метода измерения.

Поэтому представляло интерес провести исследование температур зависимости анизотропии никеля как в области низких, так и высо температур.

В данной работе проводилось измерение механического момента щения, действующего на монокристаллический образец в магнитном по и вычислялась на основе этих измерений первая константа анизотро монокристалла никеля.

1. Образец

Монокристалл был получен путем медленного охлаждения распл в высокочастотной вакуумной печи. Химический состав выплавлен образца был следующий: 99,8% Ni, 0,035% Co, 0,008% Fe, 0,02% 0,009% S, 0,03% C, 0,001% Pb.

Изготовленный в форме шара образец после растворения в кисл наклепанного поверхностного слоя был подвергнут следующей терм ской обработке в вакууме: нагрев на 1000°, выдержка 4 час, охлажде с печью.

Диаметр образца составлял приблизительно 9 мм. Максимальная ность между диаметрами в различных направлениях шара после ле шлифовки при помощи пасты из окиси хрома была сведена к $\pm 0{,}0005$ Образец был исследован рентгенографически и ориентирован с точно до $\pm 1°$.

Удельный вес образца при $+20°$ был равен 8,926 г см$^{-3}$.

2. Анизометр

На рис. 1 приведен чертеж анизометра. Он состоит из дюара *1*, в торый помещается герметически закрытая вставка *2* с держателем разца *4* и с печкой, нагреватель которой намотан на медном цилинд Внизу держатель с образцом центрируется при помощи достаточно то вольфрамовой проволоки с известным моментом кручения. Вверху

жная система имеет зеркало *6*, массивное медное кольцо демпфера *7** нтрируется при помощи эталонированного упругого элемента *8* (ку- проволоки). Материалом для этого элемента служил сплав для часо- волосков, имеющий малый температурный коэффициент модуля упругости. Модуль упругости верхнего упругого элемента много больше модуля упругости нижней вольфрамовой проволоки.

Температура образца измерялась сначала при помощи термопары *5* медь/константан,

Рис. 1

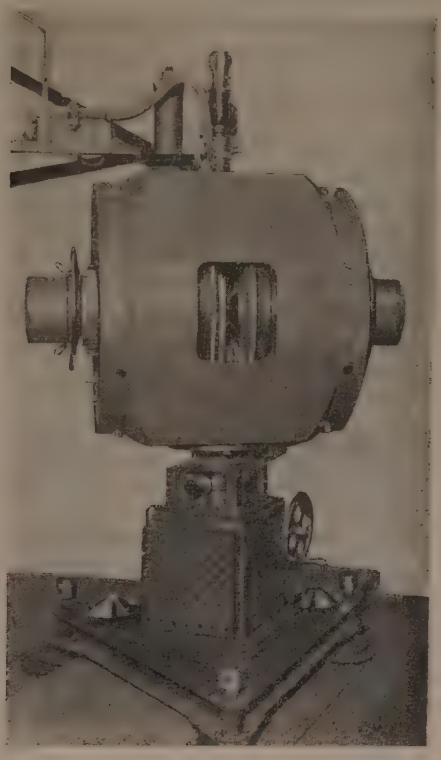


Рис. 2

1. Схематический чертеж криостатного анизометра: *1* — дюар, *2* — внутренняя вка, *3* — цилиндр с подогревателем, *4* — образец, *5* — термопара, *6* — зеркало, *7* — магнитный демпфер, *8* — эталонированная проволока

Рис. 2. Общий вид электромагнита

затем при помощи платинового термометра, которые градуиро- ись по образцовому платиновому термометру. Термопара и платино- термометр находились в термическом контакте с образцом.

В низкотемпературнсй области точность измерения температур со- вляла $\pm$(0,2—0,3)°; при температурах выше 83° К эта точность была ьше.

Воздух из внутреннего пространства вставки эвакуировался. По дости- ии в дюаре теплового равновесия между образцом и жидким реагентом калась в ход печка и устанавливалась любая промежуточная темпера- а. Такой криостат позволяет получать промежуточные температуры,

* Неподвижное кольцо демпфера собрано из постоянных магнитов из сплава маг-

мало меняющиеся в течение достаточных для измерения промежу времени. Необходимо было только следить за постоянством уровня охл дающей жидкости в дюаре. Измерение температуры образца произв лось в начале и в конце эксперимента и бралось среднее ее значение.

Своей узкой частью дюар вставлялся в междуполюсное простран электромагнита и закреплялся на мощном кронштейне, вделанном в ст

3. Электромагнит

Для получения сильных и однородных полей был сконструирован эле ромагнит весом в 3,5 т. Общий вид его показан на рис. 2. Он состоит ярма ϕ 830 мм, конусных сердечников ϕ в основании 660 мм, на кото наматывается обмотка, подвижных кернов ϕ 200 мм, вращающегося ст с токосъемным устройством, б кировочного реостата, набора конечников и вспомогатель устройств.

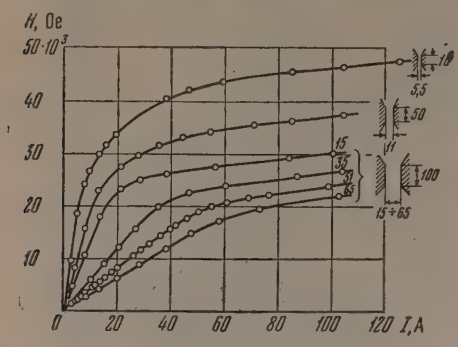


Рис. 3. Влияние межполюсного расстояния на кривые намагничивания электромагнита

Ярмо и сердечник — литые обезуглероженной стали типа леза армко. Керны и наконечн сделаны из лучшего, свободного углерода, кованого железа мого восстановления.

Обмотка выполнена из пря угольного провода сечением 25 м мощность обмотки до 170 ампервитков. Охлаждение возду ное. Отличается этот электром нит от ранее сконструированн электромагнита, описанного в боте [5], более рациональной формой элементов магнитной цепи более правильным распределением магнитного потока, а так возможностью получения более сильных и однородных полей в боль объеме.

На рис. 3 показаны кривые намагничивания электромагнита для р личных межполюсных промежутков. Из этих кривых видно, что, пользу железными наконечниками, можно получить следующие магнитные по

Диаметр, мм	Зазор, мм	Поле, Oe
100	×50	25 000
100	×15	30 000
50	×10	38 000
10	×6	47 000

Если применить наконечники из пермендюра, можно получить бо́льшие поля.

4. Метод расчета константы анизотропии

При данных температуре и поле измеряется механический моме действующий на образец в плоскости (100), в 24 дискретных положен поля — через 15°. По формулам Бесселя, известным в гармоническом а лизе, находится амплитуда четвертой гармоники, из которой легко рас тывается константа анизотропии. В случае, когда константа анизотро велика, такой метод расчета не дает ее истинного значения, так как в нечных полях не достигается технического насыщения. Необходимо вести экстраполяцию на бесконечно большое поле. Для этого удобно пользовать зависимость механического момента от величины поля в фо данной Акуловым [6]:

$$\Psi = \arcsin \frac{M}{HJ_s} + \frac{1}{4} \arcsin \frac{2M}{K}.$$

Здесь предполагается, что константа анизотропии K не зависит от н. Эта формула явилась основой для проведенной нами экстраполяции. логичную экстраполяцию проводила Шубина [7].

5. Точность измерения

Точность измерения механического момента, действующего на обра- определяется точностью определения жесткости упругих элементов зометра, точностью отсчета отклонения светового указателя, точностью чета угла поворота магнитного поля. Погрешность определения жест- ги упругой системы анизометра составляет 0,2%, точность отсчета лонения светового указателя равна в среднем 0,3%; угол поворота нитывался с точностью 7′,5, происходящая отсюда ошибка значительно ьше других.

Таким образом, точность единичного определения механического мо- та составляет около 0,5%. Для определения константы анизотропии, указано выше, используются 24 значения механического момента. агодаря этому точность определения константы анизотропии повышает- и составляет 0,3%. О точности измерения температуры ска- о выше. При высоких температурах константа анизотропии очень мала. нако точность ее определения существенно не менялась, так как по мере еньшения константы анизотропии производилась замена упругих эле- итов анизометра более чувствительными элементами. При низких пературах оказалось необходимым учитывать также и жесткость вде- ного в стену кронштейна, поскольку механический момент, действую- й на образец и передающийся на кронштейн, уже достаточен, чтобы гка деформировать последний.

6. Результаты измерений и их обсуждение

В таблице представлены результаты измерений зависимости константы изотропии от поля и температуры. В последней графе даны экстраполи- ванные к $H = \infty$ значения K.

Зависимость константы анизотропии никеля от температуры и поля

№ п/п	t, °C	T, °K	H, Oe	$-K_H \cdot 10^{-4}$ эрг см$^{-3}$	$-K_\infty \cdot 10^{-4}$ эрг см$^{-3}$
1			11 250	103,41	105,36
2			14 150	104,26	105,46
3	—252,8	20,4	15 200	104,60	105,63
4			16 300	104,75	105,64
5			17 120	104,84	105,65
6	—237,1	36,1	10 000	98,26	102,18
7	—195,6	77,6	7 600	74,89	76,40
8	—161,4	111,8	13 800	55,98	56,16
9	—146,6	126,6	7 530	48,69	49,10
10	—132,8	140,4	13 860	41,72	41,80
11	—109,1	164,1	7 520	31,18	31,29
12	— 90,2	183,0	7 500	25,88	25,94
13	— 38,9	234,3	7 500	13,29	13,30
14	— 16,3	256,9	13 875	9,79	9,80
15	+ 29,5	302,7	7 600	4,64	4,64
16	34,6	307,8	7 800	3,95	3,95
17	59,6	332,8	7 750	2,55	2,55
18	80,4	353,6	7 150	1,72	1,72
19	120,6	393,8	7 070	0,712	0,712
20	139,2	412,4	6 900	0,429	0,429
21	159,3	432,5	6 820	0,235	0,235
22	180,0	453,2	6 830	0,102	0,102
23	195,6	468,8	6 730	—0,042	0,042
24	218,7	491,9	7 400	—0,007	—0,007
25	235,0	508,2	7 300	—0,024	—0,024
26	256,6	529,9	7 275	—0,030	—0,030
27	271,8	545,0	7 150	—0,030	—0,030

Температурная зависимость константы также показана на рис. В разрывах кривой — экспериментальные точки. Для построения графи взяты значения констант по возможности при близких полях. Вооб говоря, необходимо было бы брать значения константы, измеренные строго одинаковом поле. Пунктирной линией проведена кривая, постро ная по экстраполированным к $H = \infty$ значениям константы.

Обращает на себя внимание большая величина константы анизотроп при температуре жидкого водорода. В поле 11250 Ое она равна 103 $\cdot 10^4$ эрг см$^{-3}$, экстраполиров ная к $H = \infty$ величина ра $105{,}36 \cdot 10^4$ эрг см$^{-3}$. Эта вели на хорошо совпадает с резу татами измерений Хонда, Ма мото, Ширакава [1], соглас которым $K = -100 \cdot 10^4$ эрг см однако она сильно отличает от данных Вильямса и Бозор [2], которые получили зна ние $K = -78 \cdot 10^4$ эрг см$^{-3}$.

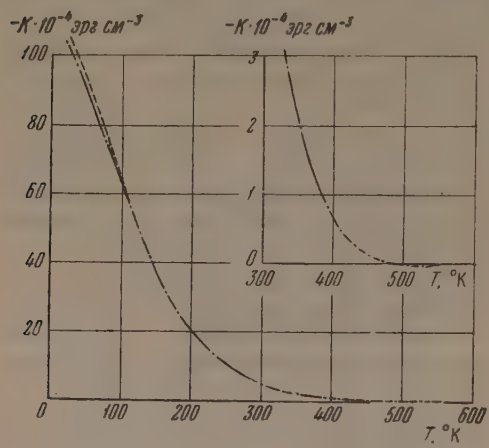


Рис. 4. Зависимость константы анизотропии никеля от температуры

Для температуры жидко азота Брюхатов и Киренск [8] получили $K = -64,$ 10^4эрг см$^{-3}$. Это значительно личается от наших данных K $= -74{,}89 \cdot 10^4$ эрг см$^{-3}$($H = 76$ Ое). Полученная ими эмпир ческая формула для $K(T)$ уже области 90° К имеет заметную тенденцию к насыщению. Из кривой, пр веденной на рис. 4, мы видим, что такой тенденции не намечает вплоть до 20,4° К.

Отмеченное несовпадение наших данных с результатами работ [и [9] следует объяснить различием образцов, а также тем, что авторы ук занных работ, по-видимому, применили недостаточно сильные поля.

Из таблицы и рис. 4 мы видим, что при высоких температурах констан анизотропии никеля изменяет знак на обратный и обращается в нуль п $t = 217°$. Выше этой температуры вплоть до 272° она мала и равна пример $+300$ эрг см$^{-3}$. Таким образом, предсказанная Вонсовским возможнос перемены знака константы анизотропии наблюдается также у никел

Перемена знака константы анизотропии должна отразиться на магни ных свойствах — начальной и максимальной проницаемостях, котор должны быть максимальными при температуре, соответствующей $K =$

По данным Бозорта [9] при температуре 200° наблюдается максиму начальной и максимальной проницаемостей никеля. Эта температу близка к температуре перемены знака константы, полученной в данн работе. По данным Хонда, Мазумото, Ширакава [1] температура перем ны знака константы равна 100° (см. [4]).

В последнее время появилась теоретическая работа Тябликова и Г сева [10] по квантовомеханическому расчету зависимости констант ма нитной анизотропии кубических кристаллов от температуры и поля. А торы берут за основу полярную модель металла [11]. Учитывая симметри решетки, они получают новое приближенное выражение для гамильт ниана, а затем при помощи метода приближенного вторичного квантован вычисляют сумму по состояниям и свободную энергию. Разложение св бодной энергии в ряд по направляющим косинусам вектора полной нама ниченности системы приводит к формуле для первой константы анизотр пии.

Для достаточно сильных магнитных полей, когда $\cos(\hat{H}J_s) \approx 1$, лученную авторами формулу можно записать в виде:

$$K = K_0\left[1 - 5\left(\frac{kT}{\theta}\right)^{2/3} e^{-2\mu H/kT}\right],$$

$\theta = \frac{2}{3}\pi\bar{J}_2$ ($\bar{J}_2$ — средний обменный интеграл).

Формула справедлива при температурах, когда $J_4 < kT \ll \bar{J}_2$, где — величина, характеризующая магнитное взаимодействие электронов ферромагнитном кристалле.

Используя данные таблицы, можно оценить порядок величины дящих сюда констант и сравнить ученные на опыте зависимости станты анизотропии от поля температуры с зависимостью, дсказываемой теорией. Для й цели наиболее подходящей няется зависимость константы изотропии никеля от поля при 4° К.

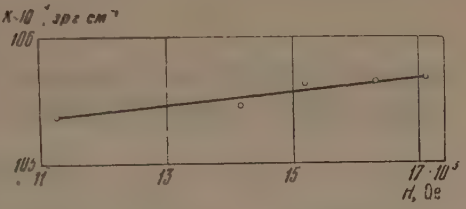


Рис. 5. Зависимость константы анизотропии никеля от поля при 20,4° К (сплошная линия — теоретическая по данным работы [10], точки — экспериментальные)

Положив $\mu = 0{,}927\cdot10^{-20}$ эрг Gs^{-1} $= 1{,}372\cdot10^{-16}$ эрг $град^{-1}$, возьмем в таблице первое и четвертое значения K для $T = 20{,}4°$ К и подставим в формулу. Исключая K_0 из двух равнений, найдем:

$$\bar{\theta} = 4{,}0\cdot10^{-14} \text{ эрг атом}^{-1} \quad \text{и} \quad J_2 = 2\cdot10^{-14} \text{ эрг атом}^{-1}.$$

По смыслу θ должна иметь порядок произведения постоянной Больцна на температуру Кюри, что и выполняется.

На рис. 5 сплошной линией показана зависимость константы анизотроот поля при 20,4° К по Тябликову и Гусеву; точки соответствуют данм последнего столбца таблицы. Мы видим, что теоретическая кривая хопередает реальную зависимость константы от поля.

Институт прецизионных сплавов
ЦНИИЧМ

Цитированная литература

Honda K., Masumoto., Shirakawa Y., Sci. Rep. Tôhoku Univ., 24, 91 (1935).
Williams H. J., Bozorth R. M., Phys. Rev., 56, 837 (1939).
Вонсовский С. В., ЖЭТФ, 8, 1104 (1938).
Бозорт Р. М. Ферромагнетизм, стр. 457.— ИЛ, М., 1956.
Пузей И. М., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 549 (1952).
Акулов Н. С. Ферромагнетизм.— ОНТИ, М. — Л., 1940.
Шубина Л. А., Изв. АН СССР, Серия физич., 11, 527 (1947).
Брюхатов Н. Л., Киренский Л. В., Sow. Phys., 12, 602 (1937).
Бозорт Р. М., Ферромагнетизм, стр. 218.— ИЛ., М., 1956.
Тябликов С. В., Гусев А. А., ФММ, 2, 385 (1956).
Боголюбов Н. П., Тябликов С. В., ЖЭТФ, 19, 256 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

И. М. ПУЗЕЙ

СВЕРХСТРУКТУРА И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НИКЕЛЬ-ЖЕЛЕЗНЫХ СПЛАВО

Введение

Превращение «порядок — беспорядок» в сплавах, состоящих атомов с различными магнитными моментами, сильно влияет на харак их магнитного взаимодействия и, следовательно, на характер снят вырождения по направлениям, т. е. на анизотропию магнитных свойс Как известно, никель-железные сплавы обладают способностью упоря чиваться, и исследование энергии магнитной анизотропии кристалли ских решеток никель-железных сплавов при различных условиях (стру тура сплавов, температура, состав, поле) представляет особый инте для выяснения природы самого явления упорядочения, так как пове ние анизотропии магнитной энергии в этих сплавах, как показали иссле вания, чрезвычайно своеобразно.

Сплавы никель-железо нашли в настоящее время исключительн применение в технике, главным образом как сплавы с высокой магнитн проницаемостью. Весь комплекс их магнитных свойств в весьма зна тельной степени определяется магнитной анизотропией, а следовательн температурное поведение этих свойств тесно связано с температурн зависимостью анизотропии.

До сих пор исследований температурной зависимости энергии ани тропии никель-железных сплавов не проводилось.

Задачей настоящей работы является изучение температурной зави мости энергии анизотропии бинарных сплавов Ni Fe, а также зави мости энергии анизотропии сплавов типа пермаллоя, легированных м либденом, хромом и медью, от степени упорядочения.

Образцы

Исследование проводилось на монокристаллических образцах шаро разной формы. Образцы были получены путем медленного охлажден расплава в вакууме 10^{-2} мм рт. ст. Исходными материалами для выплав образцов служили:

1) Ni — 99,88%, C — 0,03%, ост. Co, Fe, Cu;
2) Fe — 99,81%, C — 0,02%, Cu — 0,04%, Mn — 0,05%;
3) Mo — 99,36%, Fe — 0,6%;
4) FeCr; Cr — 69,9%, Si — 0,14%, C — 0,07, ост. Fe;
5) Cu — катодная электролитическая, рафинированная]

Ликвация в образцах определялась химическим анализом. В д диаметрально противоположных точках образца по линии роста крист ла ликвация была меньше 0,1%. Были исследованы следующие обра (табл. 1).

После травления кислотой образцы перед измерениями отжигал в вакууме при 1000° в течение 3 час и затем охлаждались с печью.

Таблица 1

Состав исследованных образцов

№ п/п	Ni	Fe	Cu	Mo	Cr
1	76,4	23,6	—	—	—
2	53,6	46,4	—	—	—
3	75,2	20,8	4,0	—	—
4	78,3	17,9	—	3,8	—
5	78,4	16,2	—	5,4	—
6	74,5	22,8	—	—	2,7

Рентгеновские исследования методом обратной съемки показали, что разцы имели сбычную структуру, свойственную всем кристаллам, по-ченным из расплава и имеющим значительную ширину кривой Дарвина.

На этих же образцах нейтронографическим методом производились следования явления упорядочения [1].

Исследования дифракции нейтронов при отражении от кристаллогра-ческих плоскостей показали, что обр. № 1—3 имеют острые максимумы риной 30—40′, обр. № 4—6 — максимумы шириной 2°.

Характер максимумов дает нам ясную картину структуры образцов: лучае острого узкого максимума мы имеем монокристаллический обра-ц, в случае широкого максимума образцы имеют фрагментарное строе-ие, часто появляющееся при выращивании монокристаллов из распла-. В этом случае кристалл состоит из блоков, разориентированных на $\pm 1°$.

Такая структура при исследовании анизотропии не может вносить щественных ошибок, и для нашей цели мы могли считать образцы моно-исталлическими.

Во избежание больших ошибок при измерении малых констант ани-тропии образцам придавалась по возможности точная форма шара. аксимальная разность диаметров (относительно среднего диаметра) превышала $\pm 0{,}0005$ мм.

Для получения упорядоченного состояния образцы были подвергнуты ительному отжигу в течение 600 час со ступенчатым снижением темпе-атуры в интервале 600÷300°.

Для фиксирования промежуточных степеней упорядочения предвари-ельно отожженные в течение 600 час образцы выдерживались при задан-й температуре, начиная с 300 и кончая 600° в течение 3 час, а затем каливались в масле. Обр. № 1, кроме того, исследовался после ряда зотермических выдержек в среднем по 100 час с общей длительностью жига около 600 час сначала в направлении разупорядочения, а потом направлении упорядочения. Обр. № 4 исследовался также после дли-ельных отжигов в течение 48—72 час с общей длительностью отжига 00 час в направлении упорядочения.

После термической обработки образец устанавливался в держатель низометра в строго заданном для всех измерений положении (для такой становки на образец наносились электролитическим методом золотые етки) и производились измерения. Описание аппаратуры и методики ис-ледования и вопросы точности измерения подробно изложены в статье 1], поэтому мы не будет здесь на них останавливаться.

Результаты измерений и их обсуждение. Нейтронографические исследования

Результаты нейтронографических исследований подробно освещены [2] и здесь излагаются кратко.

Кроме образцов, указанных в табл. 1, нейтронографически были ис-ледованы еще три монокристаллических образца: 82,6% Ni + 17,4% Fe

70,4% Ni + 29,6% Fe и 49,8% Ni + 50,2% Fe. После отжига в течени 600 час в интервале температур 550÷300° образцы из бинарных Ni-F сплавов имели следующую величину дальнего порядка η:

Содержание Ni	82,6	76,4	70,4	49,8
Дальний порядок	0	0,8	0,9	0

Обращает на себя внимание асимметрия дальнего порядка относитель но состава Ni_3Fe: увеличение содержания Ni на 6,2% привело к исчезн вению дальнего порядка, тогда ка уменьшение содержания никеля 6% привело даже к увеличению зн чения величины дальнего порядка сравнению со сплавом Ni_3Fe. Так асимметрия в этой системе характе на для многих свойств и особен ярко выражена в зависимости от со тава: константы анизотропии упор доченных сплавов [3], электросо ротивления [4], прозрачности спл вов по отношению к прохождени нейтронов [5] и других свойст В связи с этим в работе [2] было выск зано предположение, что основны вкладом в энергию упорядочения б дет сбменная энергия.

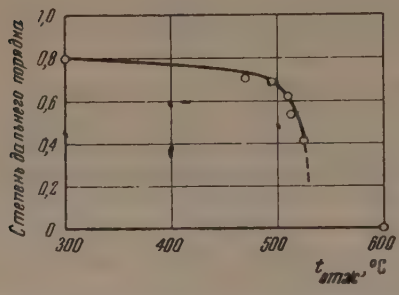


Рис. 1. Зависимость степени дальнего порядка обр. № 1 (Ni_3Fe) от температуры изотермического отжига

Это предположение подтверждает и тот факт, что сверхструктур в сплаве в 50% Ni не сбразуется. В случае упругого или электростат ческого характера энергии упорядочения такая сверхструктура должн была бы возникать, если же эта энергия ферромагнитного происхожд ния, то упорядоченная фаза имела бы слоистое строение, а это создава бы невыгодные условия для возникновения ферромагнитного состояни

Исследование степени дальнего порядка сплава Ni_3Fe (сбр. № в состояниях с промежуточным упорядочением позволило построи график ее зависимости от температуры изотермического отжига. Эт график показан на рис. 1.

Интересно отметить, что оценка величины упорядоченных област на основании ширины нейтронных дифракционных максимумов по фо муле Селякова — Шерера показала, что упорядоченные области после о жига в течение 600 час имеют размер 30 Å.

После отжига в течение 600 час сбр. № 3 и 6 имели степень дальне порядка 0,3 и 0,75. Медь и хром оказывают различное влияние на упор дочение: в случае хрома, по-видимому, сбразуется сверхструктура ти $Ni_3(FeCr)$. В сплавах, легированных молибденом (сбр. № 4 и 5), дальн порядок после отжига 600 час оказался равным нулю, однако здесь на людается сильная зависимость физических свойств от термической обр ботки, обусловленная, по-видимому, ближним порядком.

Исследование энергии магнитной анизотропии

На рис. 2 показано изменение константы магнитной анизотроп сплава Ni_3Fe (сбр. № 1), измеренной при 20 и —196° от температур отжига. На рисунке видно, что при прямом и сбратном ходах имеет мес гистерезис превращения порядок—беспорядок. Смещение кривых соста ляет около 10°. Хотя степени порядка после отжига в течение 600 ч несколько и различаются, что обусловливает также несовпадение констан анизотропии, однако одним этим гистерезис объяснить нельзя.

Существование гистерезиса превращения есть прямое указание на т что превращение носит характер фазового перехода I рода. Этого требу

еория Ландау — Лифшица. Как уже отмечалось выше, величина упоря-
енных областей оказалась очень малой — 30Å.

До температуры отжига в 520° константа анизотропии при температуре
дкого азота больше, чем при комнатной; при большей, чем 520°, темпе-

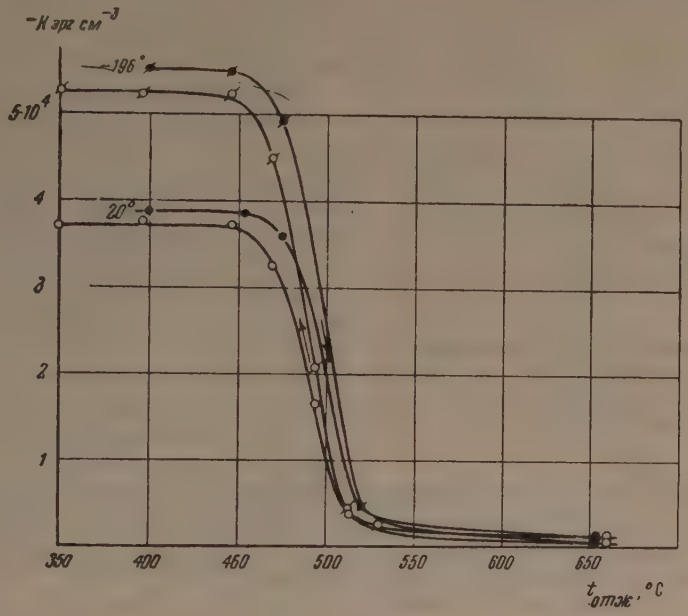


Рис. 2. Зависимость константы анизотропии сплава обр. № 1 от температуры отжига при повышении и понижении этой температуры

атуре отжига имеет место обратная зависимость, т. е. уменьшение кон-
станты при понижении температуры измерения. На рис. 3 показана тем-
пературная зависимость константы анизотропии обр. № 1 в двух крайних

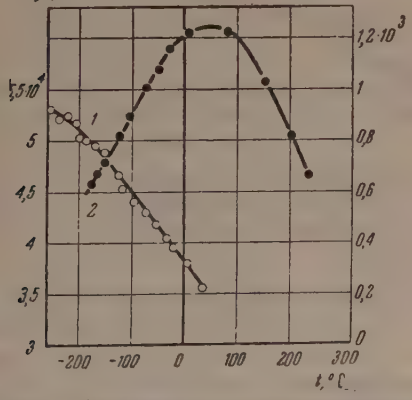


Рис. 3. Зависимость константы анизотропии обр. № 1 после длительного отжига (*1*) и после закалки от 600° (*2*) от температуры

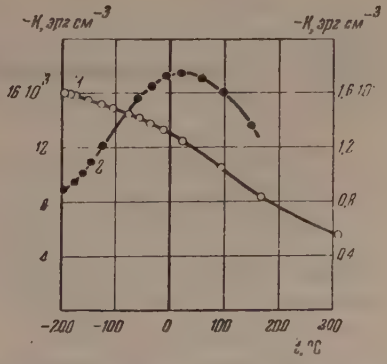


Рис. 4. Зависимость константы анизотропии обр. № 3 (сплава 75,2% Ni + 20,8% Fe + 4,0 % Cu) после длительного отжига (*1*) и после закалки от 600° (*2*) от температуры

остояниях — после длительного отжига и после закалки. В упорядочен-
ом состоянии температурный ход нормален вплоть до температуры жид-
ого азота, в то время как в разупорядоченном (закаленном) состоянии
меет место максимум при температуре 60°. Такой «аномальный» ход

константы металлических сплавов с кубической решеткой наблюдалс вообще впервые. Обратную температурную зависимость до сих пор набл дал только Гийо [6] в соединения MnBi, Mn_2Sb, обладающих решетка ми более низкой симметрии.

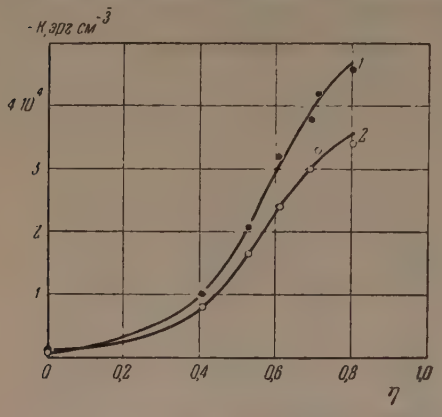


Рис. 5. Зависимость константы анизотропии обр. № 1 (сплава Ni_3Fe) от степени дальнего порядка при температуре: *1*) —196°, *2*) 20°

Аналогичную обратную зависи мость имеет и сплав с примесью 4% меди (сбр. № 3), что видно на рис. 4.

При нейтронографических иссле дованиях сбр. № 1 после каждо термической обработки производи лось измерение степени дальнего по рядка и константы анизотропии. Эт позволило установить прямую связ между величиной константы анизо тропии и степенью дальнего порядка На рис. 5 показана эта зависи мость. Здесь за состояние с нулевы дальним порядком было взято со тояние после закалки от 600°.

Представляло интерес исследо вать магнитную анизотропию никел железного сплава другого стехиометрического состава, именно Ni-F поскольку многие сплавы такой стехиометрии образуют сверхструктур например сплавы Cu-Au, Cu-Pt и др., и поскольку магнитная анизотропи чрезвычайно чувствительна к упорядочению.

На рис. 6 показана зависимость константы анизотропии сбр. № от температуры длительного изотермического отжига. Из рисунка мож видеть, что имеет место уменьшение константы почти до нуля, т. е. мат

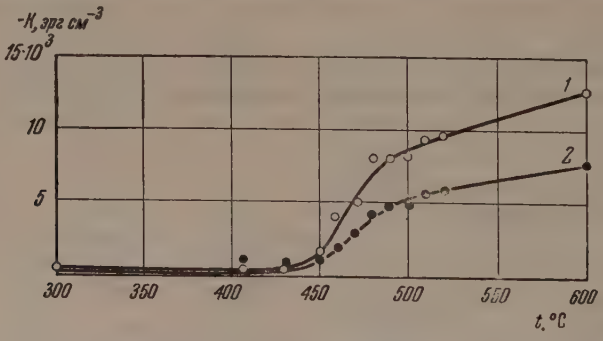


Рис. 6. Зависимость константы анизотропии обр. № 2 (сплава 53,6% Ni + 46,4% Fe) при температуре: *1*) — 196°, *2*) 20° от температуры изотермического отжига образца

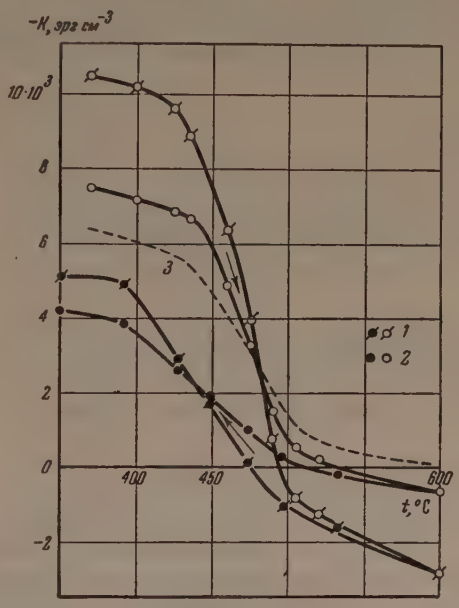
риал практически становится изотропным и при комнатной температу и при температуре жидкого азота. Этот вывод имеет практическое знач ние, поскольку бинарный сплав с 50% Ni находит широкое прим нение. На равновесной фазовой диаграмме системы Ni — Fe (см. [6 кривая γ — α-превращения захватывает и область концентрации око 50% Ni.

Можно было думать, что длительный отжиг приводит к распаду γ-фа в α-фазу с одновременным превращением монокристалла в поликристал Однако после нагрева образца до 600° и последующей закалки свойст образца как монокристалла, очевидно, сохраняются, так как констан анизотропии принимает свое прежнее значение, как и до длительно отжига.

Найденный в работе [3] интервал концентраций, в котором при помо-
термообработки можно сделать константу анизотропии равной нулю,
им образом расширяется от 27,5% Fe до 50% Fe.

Согласно работе [3] уменьше-
величины положительной кон-
ты анизотропии с упорядо-
ием свойственно никель-же-
ым сплавам в большом интер-
концентраций и сбусловле-
весьма вероятно, появлением
хструктуры того же типа, что
сплаве Ni_3Fe.

Нейтронографически дальний
ядок в сплаве 50% Fe не обна-
жен, поэтому изменение кон-
ты анизотропии с температу-
изотермического отжига обус-
лено, вероятно, ближним по-
ком.



7. Зависимость константы анизо-
ии обр. № 4 (сплава 78,3% Ni +
7,9% Fe + 3,8% Mo) при темпе-
ре: *1*) —196°, *2*) 20°, *3*) схе-
ческая кривая для температуры
е комнатной, от температуры изо-
термического отжига образца

В молибденовом пермаллое (сбр. № 4 и 5) после отжига в течение 600 час
ьнего порядка не обнаружено, тем не менее наблюдается сильное
яние термической обработки на величину константы анизотропии.

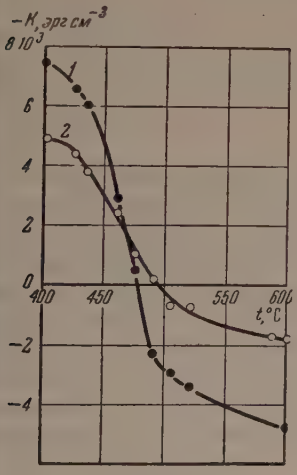


Рис. 8

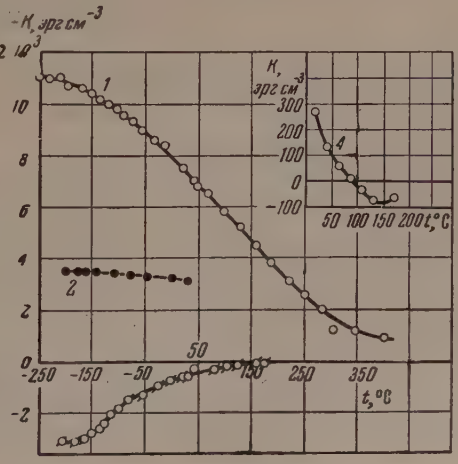


Рис. 9

8. То же, что на рис. 7, но для обр. № 5 (сплава 78,4% Ni + 16,2% Fe + 5,4% Mo)

9. Зависимость константы анизотропии обр. № 4 от температуры после изотер-
ческих отжигов: *1*— после длительного отжига, *2* — после закалки от 477°, *3* —после закалки от 600°, *4* — после отжига при 570° и охлаждении в струе воздуха

На рис. 7 и 8 показано изменение константы анизотропии у обр. № 4
с температурой изотермического отжига. Характер кривых для обоих
разцов одинаков.

Для обр. № 4 были сделаны также измерения константы при снижен температуры изотермического отжига, причем выдержки при кажд температуре длились 48—72 час (общая длительность 400 час). Нижн кривые (рис. 7), проведенные по черным точкам, показывают резул таты этих измерений. Эти кривые идут ниже кривых, полученных в пр цессе разупорядочения (3-часовые выдержки при увеличивающихся те

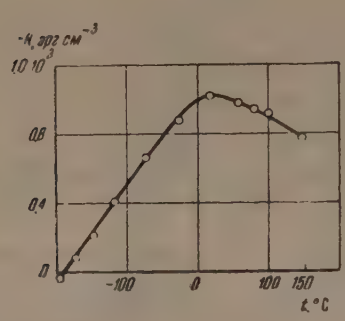


Рис. 10

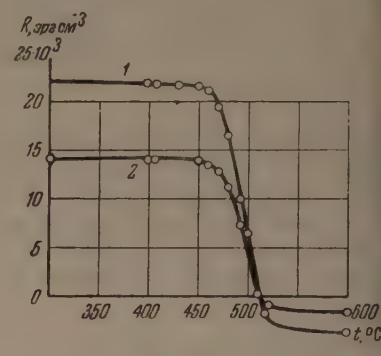


Рис. 11

Рис. 10. Зависимость константы анизотропии того же образца после изотермичес го отжига при 495° и закалки в масле от температуры

Рис. 11. Зависимость константы анизотропии обр. № 6 (сплава 74,5% Ni +22,8 Fe+2,7% Cr) при температуре: *1* — 196°, *2*) 20°, от температуры изотермического жига образца с последующей закалкой в масле

пературах). Максимальные константы имеют приблизительно половинн значения. Это говорит о том, что процесс упорядочения в сплаве с мол бденом протекает медленнее, чем в бинарных сплавах.

На рис. 7 (обр. № 4), на правых кривых видим, что закалка от теператур до 480°, а также от 530° и выше дает такие состояния, ко константа анизотропии с понижением температуры измерения увелич вается по абсолютной величине.

Для температур от 480 до 530° имеет место обратное явление, т. «аномальный» температурный ход.

Для более детального исследования температурной зависимости ко станты анизотропии обр. № 4 был снова длительно отожжен в течен 600 час, как и в первоначальном случае (см. стр. 1096), а потом бы исследована температурная зависимость константы анизотропии пос ряда изотермических обработок (выдержка 3 час и закалка). На рис и 10 показаны результаты этих исследований. Они полностью подтверди первоначальные выводы, сделанные согласно рис. 7. Температурный х константы, показанный на рис. 9 в верхнем углу справа, будет понят если на рис. 7 провести пунктирную кривую для константы анизотроп измеренной при температуре выше комнатной. Из рис. 7 следует, ч при температуре отжига 570° и при переходе к температуре выше ко натной константа анизотропии меняет знак.

Нейтронографические исследования обр. № 6 (сплав 74,5% Ni +22,8% Fe +2,7% Cr) показали, что после длительного отжига он им почти такую же степень дальнего порядка, что и сплав Ni_3Fe. Соотв ственно этому и изменение энергии анизотропии с упорядочением в эт сплаве отличается от соответствующего ее изменения в сплавах с мол деном. На рис. 11 показаны результаты исследования обр. № 6. На вс стадиях упорядочения, по крайней мере в интервале температур от+ до —196°, имеет место нормальная температурная зависимость магнит анизотропии.

Добавка меди в сплавы Ni-Fe сохраняет аномальную зависимость нитной анизотропии и сильно снижает степень дальнего порядка, ве-тно, за счет концентрационного разупорядочения. Хром, вероятно, носит концентрационного разупорядочения, так как степень дальнего рядка в обр. № 6 оказалась почти такой же, как и в сплаве Ni_3Fe. Этим до объяснять влияние хрома на температурную зависимость константы зотропии, отличное от влияния меди и молибдена.

Обсуждение результатов

Процесс упорядочения сплавов с большим содержанием никеля при-ит к появлению сильной магнитной анизотропии типа никелевой. Это ет место в обширной области концентраций как бинарных, так и трой-сплавов (с добавками Mo, Cr, Cu). Следовательно, в упорядоченном тоянии индивидуальные свойства составляющих сплав элементов в отно-нии анизотропии теряются.

В сплавах с молибденом дальний порядок нами не обнаружен. Здесь явления, приводящие к необычным изменениям анизотропии, разыг-ваются в области ближнего порядка. Такие же явления в области жнего порядка имеют место и в бинарном сплаве Ni_3Fe и в сплаве рисадкой меди.

Как известно, структура сплава в области ближнего порядка микро-пически не однородна, поэтому есть основание связывать поведение нитной анизотропии в сплаве с поведением ее в микрообъемах. Концен-ция атомов того или иного элемента в этих микрообъемах различна, свойства таких микрообъемов в отношении магнитной анизотропии акой-то степени определяются индивидуальными свойствами компонен-сплава. Возможность такой трактовки свойств следует из того, что при ределении свободной энергии ферромагнитного сплава с компонентами и b согласно Вонсовскому [7] среднюю обменную энергию A сплава жно считать состоящей из четырех частей A_{aa}, A_{bb}, A_{ab}, A_{ba}, причем

$$A = \frac{A_{aa}n_{aa} + A_{bb}n_{bb} + A_{ab}n_{ab} + A_{ba}n_{ba}}{n_{aa} + n_{bb} + n_{ba} + n_{ab}},$$

A_{aa}, A_{bb} — обменные энергии чистых компонентов, A_{ab}, A_{ba} — обмен-е энергии сплавов, n_{aa}, n_{bb}, n_{ab}, n_{ba} — число ближайших пар мов.

Число этих пар атомов можно выразить как функцию концентрации лижнего порядка. Поскольку с исчезновением дальнего порядка равно-рное распределение атомов нарушается, то роль A_{ab} и A_{ba} уменьшается, езультате чего на свойства сплава будут аддитивно оказывать влияние дивидуальные свойства чистых компонентов. Учет спин-спинового и ин-орбитального взаимодействий, когда снимается вырождение по на-влению и обменный интеграл заменяется тензором обменного взаимо-ствия [8], не исключает возможности трактовки обменной энергии лава, предложенной Вонсовским. Плотность энергии магнитной анизо-пии разупорядоченного сплава Ni_3Fe можно было бы тогда рассматри-ь как сумму энергий анизотропии типа Ni и типа Fe с нормальной пературной зависимостью:

$$U = n_{Ni}U_{Ni} + n_{Fe}U_{Fe}.$$

При некотором соотношении n_{Fe} и n_{Ni} решающее влияние на темпера ную зависимость будет оказывать температурная зависимость энергии при отрицательной полной энергии. Следовательно, в этом случае ет наблюдаться «аномальная» температурная зависимость.

Такой случай, по-видимому, и имеет место в сплаве Ni_3Fe (см. рис. 3).

Примесь молибдена, весьма вероятно, способствует микроскопическ сегрегации атомов Ni и Fe. Известно, что Mo очень сильно снижает нас щение сплавов; например, в никеле каждый атом молибдена уменьша магнитный момент на 5 с лишним магнетонов Бора [9]. Поэтому ато молибдена в сплаве должны находиться в многократно-ионизованном с стоянии. Поскольку степень ионизация атомов Ni и Fe различна, ато молибдена могут способствовать сегрегации атомов Ni и Fe. Это обсто тельство должно усилить проявление индивидуальных свойств компоне тов, что и наблюдается, если сравнить рис. 2 и 7: на рис. 7 мы видим, ч например, для нижних кривых весь температурный интервал можно ра бить на три части: 1) до 440°— температурная зависимость типа N 2) от 440 до 520° — аномальный температурный ход, причем в интерва 475÷520° с переменой знака, 3) выше 520°— нормальный температурн ход типа Fe.

Если предложенное нами объяснение правильно, то можно ожидат что в сплавах, компоненты которых имеют однотипную анизотроп (например в сплаве Ni-Co), «аномального» температурного хода аниз тропии не будет; в случае разнотипной анизотропии, как в системе Ni-F она может появиться, например, в сплаве Fe-Co. К сожалению, данных температурной зависимости энергии магнитной анизотропии сплав Ni-Co и Fe-Co в литературе не имеется. Эта работа нами сейчас ведетс

Получение температурно-стабильного пермаллоя

Над проблемой температурной стабилизации пермаллоя работы ведут давно. Они показали, что решение этой проблемы не легкое.

Известно, что влияние температуры на магнитные свойства высок проницаемых сплавов передается главным образом через воздейств температуры на энергию магнитной анизотропии и параметры магнит стрикции.

Измерения магнитострикции молибденового пермаллоя показал что после закалки от 600° магнитострикция равна $+1{,}9\cdot10^{-6}$, после отжи в течение 600 час она оказалась равной $+5{,}9\cdot10^{-6}$. Температурная зав симость в том и другом случае почти одинаковая и слабая. В интерва температур —196÷+20° магнитострикция уменьшается в первом сл чае на 26%, во втором случае — на 16%. В интервале 20÷200° — 45% в обоих случаях.

Таким изменением магнитострикции нельзя объяснить температурну зависимость магнитных свойств пермаллоя, особенно в области низк температур (20÷ —196°), где проницаемость падает в 10 раз.

Весьма сильное и решающее влияние на проницаемость оказыва энергия магнитной анизотропии. Обычная низкотемпературная терм ческая обработка, применяемая для молибденового пермаллоя — охла дение от 600° контейнера на воздухе, приводит сплав в состояние с сильн температурной зависимостью энергии анизотропии (см. рис. 7); поэто температурная стабильность такого материала очень низка.

Согласно рис. 7 мы можем выбрать термическую обработку, приво щую к слабой или обратной температурной зависимости энергии анизот пии, и тем самым изменить температурную зависимость магнитных свой в нужную нам сторону. Для проверки этого нами был сделан следующ опыт.

Были изготовлены два образца из стандартного молибденового перм лоя в виде ленточных тороидов с толщиной ленты 0,2 мм — обр. № 1 и 2

Этим образцам была дана сначала термическая обработка, применяем обычно при окончательной обработке этого пермаллоя: выдержка в те ние 3 час при 1100° в вакууме, охлаждение по 200° в час до 600°, да охлаждение с вакуумным контейнером на воздухе. После этого мы из рили магнитные свойства при разных температурах: начальную и мак

ную проницаемости, коэрцитивную силу и проницаемость в постоянном поле. Затем этим же образцам была дана стабилизирующая обработка гласно нижним кривым рис. 7 (530° — 36 час, 495° — 40 час, 470° — час, 460° — 48 час), далее охлаждение образцов на воздухе. Потом были орены те же магнитные измерения.

В табл. 2 показаны результаты измерений проницаемости в постоянном е. Эти данные более правильно характеризуют температурную стабильность, чем начальная и максимальная проницаемости.

Таблица 2

Магнитная проницаемость образцов из стандартного молибденового пермаллоя в виде ленточных торондов после обычной и после стабилизирующей обработки

№ обр.	Обычная обработка				Стабилизирующая обработка			
	H,Oe	—196°	+20°	+100°	H,Oe	—196°	+20°	+100°
	0,032	10 750	116 000	134 000	0,035	93 000	105 000	114 000
	0,032	10 000	110 000	130 000	0,035	100 000	114 000	120 000

Из этой таблицы мы видим, что стабилизирующая обработка резко чшает температурную стабильность пермаллоя, особенно в области ких температур. Так, если в обр. № 1 после обычной обработки при ньшении температуры с 20 до —196° проницаемость упала почти 0 раз, то после стабилизирующей обработки она уменьшилась только 12%.

Если учесть, что состав испытанного пермаллоя имеет еще технологические примеси (Mn, Si), то следует ожидать, что можно подобрать для о такую термическую обработку, которая приведет к еще лучшей стабильности. Этим не исчерпываются возможности стабилизации этим методом. По нашему мнению, стабилизацию можно получить и при повышенных температурах.

Выводы

1. В результате исследования методом нейтронной дифракции степени льнего порядка ряда бинарных сплавов Ni-Fe и с присадками Mo, Cr, установлена величина этой степени после длительного отпуска, а также дена зависимость степени дальнего порядка в сплаве Ni_3Fe от температуры отжига и зависимость константы анизотропии от степени дальнего рядка в сплаве Ni_3Fe.

2. Получена зависимость энергии магнитной анизотропии от температуры отжига сплава Ni_3Fe и обнаружен гистерезис превращения; установлено, что зависимость энергии анизотропии от температуры в разупорядоченном состоянии имеет аномальный характер.

3. Зависимость энергии магнитной анизотропии сплавов типа молибденового пермаллоя от температуры отжига и температуры испытания же имеет аномальный вид.

4. Исследована зависимость энергии магнитной анизотропии сплава ромом от температуры отжига.

5. При анализе температурной зависимости константы анизотропии авов также установлен ее аномальный характер.

6. Проверена экспериментально эффективность разработанного нами ода температурной стабилизации молибденового пермаллоя.

Институт прецизионных сплавов
ЦНИИЧМ

Цитированная литература

1. Пузей И. М., См. настоящий номер журнала, стр. 1088.
2. Лященко Б. Г., Литвин Д. Ф., Пузей И. М., Абов Ю. Б., Кри
   лография, 2, 64 (1957).
3. Пузей И. М., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 549 (1952).
4. Kaya S., Journ. Fac. Sci. Hokkaido Imp. Univ., 2, 29 (1938).
5. Nix F. C., Beyer H. C., Dunning J. K., Phys. Rev., 58, 1031 (1940).
6. Бозорт Р., Ферромагнетизм, стр. 462. — ИЛ, М., 1956.
7. Вонсовский С. В., ДАН СССР, 26, 564 (1940).
8. Тябликов С. В., ЖЭТФ, 20, 661 (1950).
9. Пузей И. М., ЖТФ, 19, 653 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. В. КИРЕНСКИЙ, Р. С. НОСОВА и Н. В. РЕШЕТНИКОВА

ЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕКОТОРЫХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НИКЕЛЯ

В работе описаны результаты двух экспериментальных исследований: а) зависимости энергетических констант магнитной анизотропии от напряженности магнитного поля при различных температурах и б) температурной зависимости гальваномагнитного эффекта в полях насыщения.

Исследованию зависимости энергетических констант магнитной анизотропии ферромагнетиков от напряженности магнитного поля посвящено много работ. Первое исследование в этом направлении было проведено Акствегом [1]. Однако, имея в своем распоряжении поля сравнительно малой напряженности, он не смог сделать каких-либо надежных выводов. Более подробное исследование было проведено Тарасовым [2] на монокристаллических дисках кремнистого железа, причем в области полей 2000÷3000 Ое им было установлено соотношение

$$M = M_\infty\left(1 - \frac{A}{H}\right), \qquad (1)$$

где M — величина максимального механического момента, приложенного к диску в однородном магнитном поле напряженностью H, M_∞ — величина механического момента в поле, равном бесконечности, A — некоторая постоянная.

Поскольку величина механического момента M пропорциональна константе анизотропии K, а в плоскости (100) при угле 22°,5 между направлением поля и тетрагональной осью кристалла

$$K = 2M, \qquad (2)$$

в области сильных полей имеем:

$$K = K_\infty\left(1 - \frac{A}{H}\right). \qquad (3)$$

Дальнейшие исследования, проведенные Вильямсом и Бозортом [3], а также Шубиной [4], показали, что соотношение (1) не всегда имеет место, оно остается справедливым при ориентации кристалла в плоскости (100) при угле в 22°,5 между направлением поля и тетрагональной осью кристалла вплоть до очень сильных полей [5]. Из приведенных выше соотношений следует, что зависимость константы анизотропии от напряженности магнитного поля будет определяться температурной зависимостью величины A в соотношении (3). Насколько нам известно, исследований этой зависимости не проводилось.

В настоящей работе было проведено исследование зависимости энергетической константы магнитной анизотропии от напряженности магнитного поля на монокристаллическом никелевом шаре ϕ 9,75 мм в интервале температур 20÷300°. Исследование проводилось методом измерения механических моментов, приложенных к образцу в сильном однородном магнитном поле. Механический момент измерялся при помощи высокочувствительного анизометра, работающего по принципу крутильных весов. Чувствительность анизометра достигала 4 эрг на 1 мм шкалы.

Механический момент, соответствующий полю 3150 Oe, компенси
вался закручиванием упругой нити. Прирост механического моме
с увеличением напряженности поля автоматически записывался на ф
пленку, помещенную в цилиндрическую фотокамеру [6]. Вращение ва
ка фотокамеры происходило синхр
но с ростом тока в катушках элект
магнита, а следовательно, и с рос
напряженности поля. Синхрониза
осуществлялась при помощи при
да, соединяющего ось валика фо
камеры с ножом электролитическ
реостата.

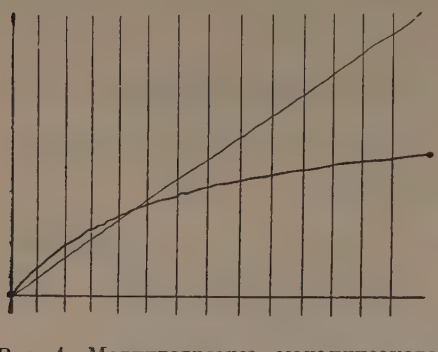


Рис. 1. Магнитограмма механического момента и силы тока в обмотке электромагнита

Одновременно с записью кри
механических моментов произво
лась фотозапись величины тока в
тушках электромагнита, а следо
тельно, и величины напряженно
поля. Кроме того, одновременно
писывалась так называемая «нулев
кривая зависимости напряженно
поля от тока, соответствующая значению механического момента, равно
нулю. Значения напряженности магнитного поля фиксировались на фо
пленке в виде ординатных линий.

Пример такого рода магнитограммы представлен на рис. 1, где
фиксированы — кривая механических моментов, ординатные отсе
и «нулевая» кривая.

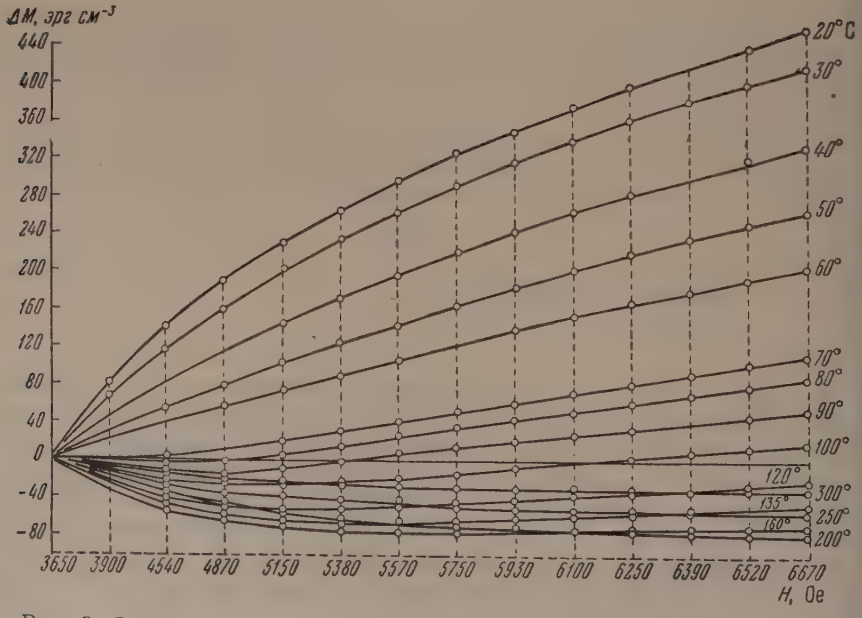


Рис. 2. Зависимость прироста механического момента от напряженности поля при различных температурах

Измерения проводились при всех восьми значениях углов, соотв
ствующих максимальным значениям механических моментов в плоско
(100).

Зависимость прироста механических моментов от напряженно
магнитного поля при различных температурах представлена на рис.

видно из приведенных кривых, прирост механического момента нтервале 20–÷–70° только положителен, в интервале 80—180° вначале ицателен, затем положителен, в интервале же температур от 160° и ше — только отрицателен.

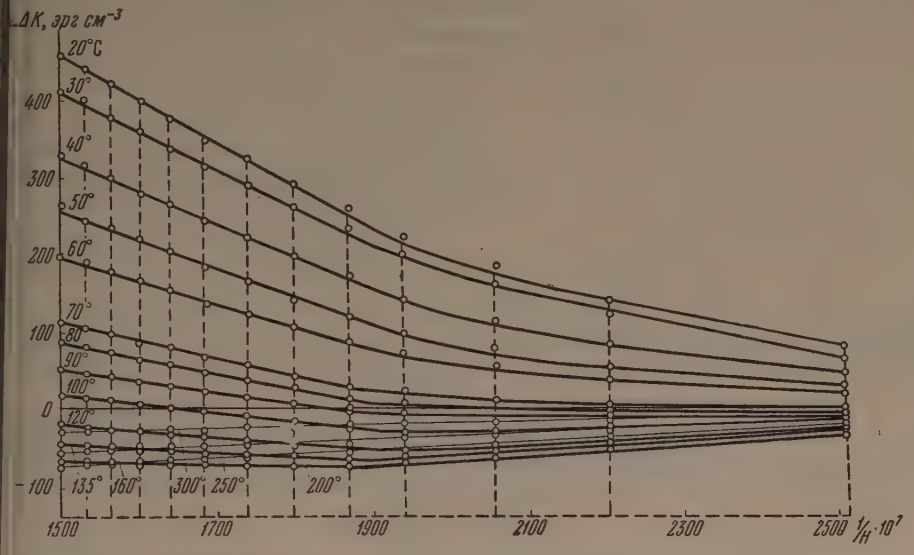


Рис. 3. Зависимость изменения константы анизотропии от $1/H$ при различных температурах

На рис. 3 представлена зависимость величины ΔK от $\frac{1}{H}$. Как видно из веденных кривых, начиная с $\frac{1}{H} = 1900 \cdot 10^{-7}$ и ниже, что соответствует ряженности поля 5260 Oe и выше, зависи-ть ΔK от $\frac{1}{H}$ действительно оказалась ли-ной для всех температур, при которых водились измерения.

Из приведенной выше зависимости кон-нты анизотропии от поля (формула (3)) дует, что тангенс угла наклона прямых исимости ΔK от $\frac{1}{H}$ выражается следую-м образом:

$$tg\,\varphi = K_\infty A.$$

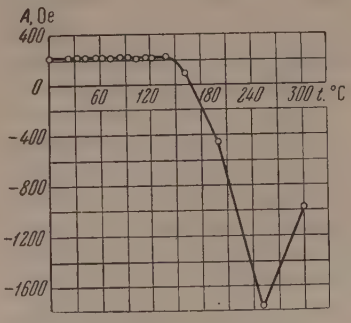


Рис. 4. Зависимость A от температуры

Значения $tg\varphi$ легко находятся из опыта, же легко находятся значения K_∞ методом траполяции. Значения K_∞, как и значения K, оказываются подчиняющимися соотношению, найденному Брюхатовым и Киренским [7] приближенно до 130—140°.

На рис. 4 представлена зависимость A от температуры. Как видно из приведенной кривой, величина A в интервале температур 20–÷–135° оказывается не зависящей от температуры и равной примерно 208 Oe. Дальнейший рост температуры вызывает уменьшение величины A и изменение знака при температуре около 170°.

При проведении исследования мы также заметили, что положения ксимальных значений механического момента чередуются не через 45°, дут в последовательности 47, 43, 47, 43° и т. д., в то время как нулевые

значения моментов повторяются через 45° с точностью до 5′. Такое чере
вание углов для максимумов механических моментов не может бы
следствием неточной ориентации или геометрической анизотропии обр
ца, тем более, что максимальные значен
механических моментов оказываются од
наковыми. Естественно предположить, ч
это явление вызывается влиянием трети
константы анизотропии K_3.

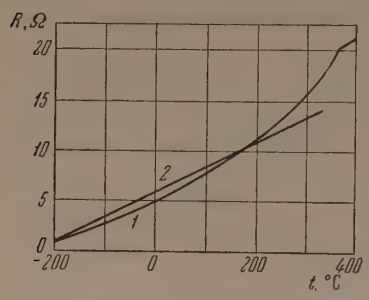


Рис. 5. Температурные характеристики образца и одного из компенсаторов: *1* — кривая для образца, *2*—кривая для компенсатора

Величина механического момента
плоскости (100) с учетом третьей конст
ты анизотропии может быть представле
следующим образом:

$$M = \frac{K_1}{2}\sin 4\varphi + \frac{K_3}{8}\sin 4\varphi - \frac{K_3}{16}\sin 8\varphi$$

где φ — угол между вектором спонтанн
намагниченности и тетрагональной ос
кристалла.

Подставляя в приведенное соотношение экспериментальные значен
углов, соответствующих максимальным значениям механических момент
получим

$$K_3 = \frac{K_1}{3}.$$

Интересно отметить, что максимумы моментов чередуются в указа
ном порядке для всех исследованных температур, что указывает на
что температурная зависимость константы K_3 примерно такая же, как
K_1, что можно считать установленным в интервале температур 20÷-16
где положение максимумов определяется с достаточной степенью точ
сти. При более высоких температурах точность определения положений максимумов ниже, ввиду размытости последних.

Исследование гальваномагнитного эффекта проводилось методом высокочувствительного моста в соединении с цилиндрической фотокамерой, что также позволяло проводить работу методом автоматической фотозаписи.

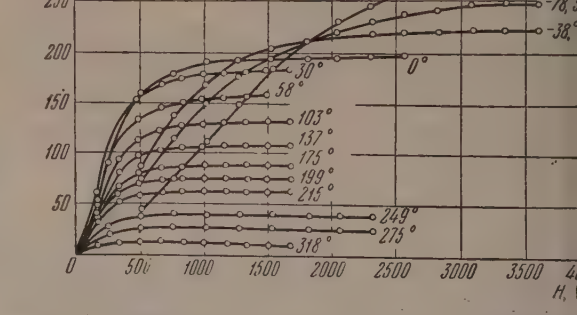


Рис. 6. Изотермы гальваномагнитного эффекта
келя для интервала температур —196 ÷ + 318

Измерения проводились на проволочном образце из электролитического никеля ϕ 0,1 мм и сопротивлением 4,75±0,1 Ω при 0°. Для устранения возможных температурных колебаний эл
тросопротивления применялся специальный компенсатор из тонк
медной проволоки. Компенсатор подбирался так, что при изменен
температуры нагревательной печи в пределах от 50÷100° световой л
от зеркальца гальванометра практически не смещался. Поскольку тем
ратурные коэффициенты сопротивления у меди и никеля различ
приходилось использовать несколько компенсаторов, каждый для оп
деленного интервала температур.

На рис. 5 представлена характеристика работы одного из компенсато-
Из графика видно, что в интервале температур —50 ÷ +50° тем-
турное изменение сопротивления компенсатора и образца одинаково,
как их температурные характеристики идут практически параллельно.
Однородное поле на длине 15 см напряженностью до 4000 Ое создава-
при помощи соленоида. Изменение напряженности поля производи-

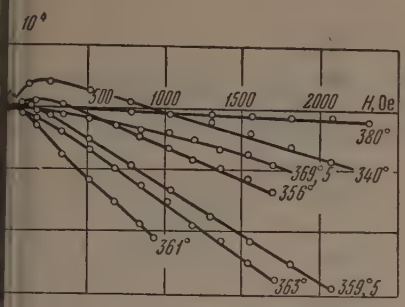


Рис. 7

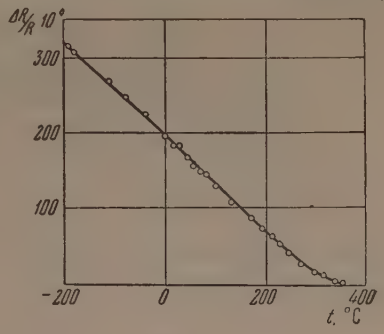


Рис. 8

7. Изотермы гальваномагнитного эффекта никеля для интервала температур 340÷380°

8. Зависимость гальваномагнитного эффекта никеля в полях насыщения от температуры

ь при помощи водяного реостата, причем время нарастания поля согла-
тывалось со скоростью вращения барабана фотокамеры. Печь вместе с
разцом помещались в сосуд Дюара, который устанавливался вдоль
соленоида.

На рис. 6 и 7 представлены графики зависимости эффекта от напряжен-
сти магнитного поля при различных температурах.

Из приведенных кривых видно, что гальваномагнитный эффект резко
растает в слабых магнитных полях, соответствующих процессу смеще-
н границ; при переходе к процессу вращения величина эффекта растет
дленнее, стремясь к насыщению. В полях, превышающих техническое
сыщение, происходит уменьшение гальваномагнитного эффекта, связан-
е с парапроцессом. С ростом температуры величина эффекта убывает,
насыщение достигается в более слабых полях.

На рис. 8 представлена кривая температурной зависимости гальвано-
гнитного эффекта никеля в полях насыщения. Как видно из приведенной
ивой, в интервале температур — 196÷300° зависимость получается
нейной, что находится в согласии с известным соотношением Акулова
для температурной зависимости четных эффектов, подтвержденным
я температурной зависимости четных эффектов в работах Дьякова [9]
Власова [10]. При температурах выше 300° наблюдается отклонение от
нейной зависимости, как это видно на рис. 8.

При проведении исследования было уделено большое внимание влия-
ю способа размагничивания на величину измеряемого эффекта, так как,
гласно работам Власова [10], величина магнитострикции существенно
висит от способа размагничивания образца перед началом измерений.
е приведенные выше данные относятся к размагничиванию нагреванием
ше точки Кюри с последующим охлаждением в магнитной защите.

Изучение влияния способа размагничивания образца на величину галь-
номагнитного эффекта проводилось в интервале температур 0÷+210°.
рис. 9 представлена магнитограмма гальваномагнитного эффекта, снятая
никелевом образце при 0° при различных способах размагничивания
разца. Максимальное значение эффекта соответствует размагничиванию
греванием с последующим охлаждением в магнитной защите, несколько
ньшие значения эффекта при нагревании выше точки Кюри с последую-

щим охлаждением в магнитном поле Земли, нормальном к оси образ
при размагничивании коммутацией, с последующим переходом на плат
убывающий 50-периодный ток значения эффекта еще меньше и, наконе
наименьшие значения эффекта получаются при размагничивании ком
тацией при убывающем до нуля токе в соленоиде.

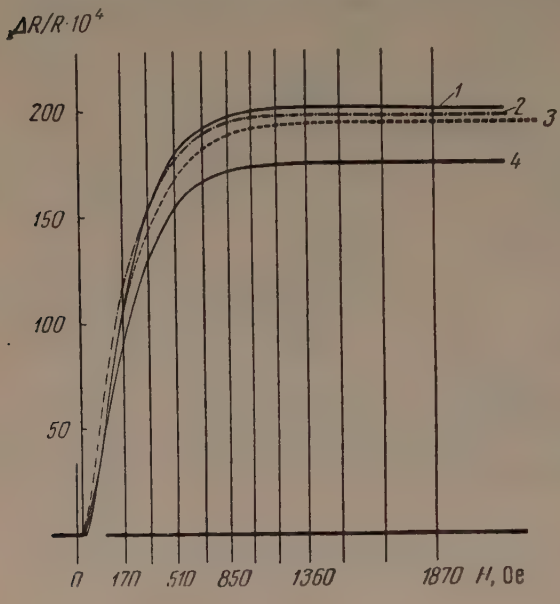


Рис. 9

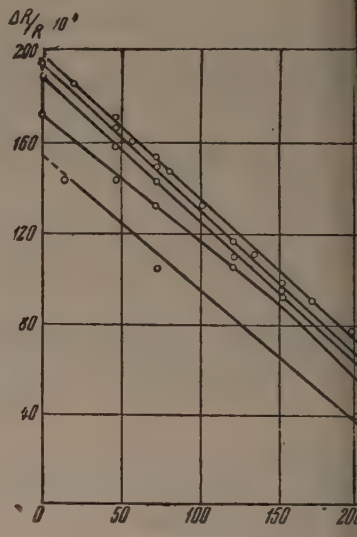


Рис. 10

Рис. 9. Магнитограмма зависимости гальваномагнитного эффекта никеля от по
при различных способах размагничивания образца ($t = 0°$): *1* — нагрев выше точ
Кюри с последующим охлаждением в магнитной защите, *2* — нагрев и охлажде
в отсутствие магнитной защиты, *3*— коммутация и переменный ток, *4* — коммута

Рис. 10. Зависимость гальваномагнитного эффекта никеля от температуры при р
личных способах размагничивания образца: *1* — нагрев и охлаждение в магнит
защите, *2* — нагрев и охлаждение в отсутствие магнитной защиты, *3* — коммута
и переменный ток, *4* — коммутация, *5* — данные Поттера (для сравнения)

На рис. 10 представлен график температурной зависимости гальва
магнитного эффекта никеля в полях насыщения при различных способ
размагничивания образца. Из приведенных данных видно, что абсолютн
значения эффекта сильно зависят от способа размагничивания обра
и что целесообразнее проводить размагничивание нагреванием вы
точки Кюри, с последующим охлаждением в магнитной защите.

Красноярский гос. педагогический
институт

Цитированная литература

1. Schlechtweg H., Ann. Phys., **27**, 573 (1936).
2. Tarasov L. P., Phys. Rev., **56**, 1124 (1939).
3. Bozorth R. M., Williams H. T., Phys. Rev., **59**, 827 (1941).
4. Шубина Л. А., Изв. АН, Серия физич., **11**, 27 (1947).
5. Киренский Л. В., Изв. АН, Серия физич., **12**, 121 (1948).
6. Втюрин Н. И., Изв. АН, Серия физич., **16**, 690 (1952).
7. Брюхатов Н. Л., Киренский Л. В., ЖЭТФ, 8, 198 (1938).
8. Акулов Н. С., ДАН СССР, **15**, *8* (1937).
9. Дьяков Г. П., Изв. АН, Серия физич., **11**, 667 (1947).
10. Власов А. Я., Изв. АН, Серия физич., **16**, 718 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Д. И. ВОЛКОВ и В. И. ЧЕЧЕРНИКОВ

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ

1. Исследованию температурной зависимости парамагнитной восприимчивости ферромагнитных металлов посвящено значительное число работ [1—3]. Тем не менее, здесь ряд важных вопросов до настоящего времени остается еще не выясненным. При теоретическом рассмотрении вопроса о парамагнитной восприимчивости ферромагнитных металлов переходной группы в области высоких температур ($T > \theta_f$, где θ_f — ферромагнитная точка Кюри) обычно исходят из того, что парамагнетизм этих металлов обусловлен внутренними ($3d$) электронами; поэтому роль внешних электронов проводимости при этом вообще не обсуждается. Возникает, однако, вопрос, в какой мере при подобных расчетах парамагнитной восприимчивости можно не учитывать влияние s-электронов. Для выяснения роли электронов проводимости в парамагнетизме ферромагнитных металлов в области температур выше точки Кюри важное значение, как нам представляется, имеют исследования температурной зависимости парамагнитной восприимчивости сплавов этих металлов с неферромагнитными элементами различной валентности.

С этой целью и была поставлена настоящая работа, в которой в широком интервале температур от θ_f приблизительно до 1200° экспериментально изучалась температурная зависимость парамагнитной восприимчивости чистого никеля и его сплавов с различными неферромагнитными компонентами: Ni-Cu, Ni-Zn, Ni-Al, Ni-Si, Ni-Sn, Ni-Mo и Ni-Cr. Как показывает опыт, при ферромагнитном превращении обычно наблюдается так называемая переходная область. В нашем исследовании изучена также зависимость магнитной восприимчивости от напряженности поля и температуры в этой переходной области.

2. При измерении парамагнитной восприимчивости мы использовали метод Фарадея—Сексмита, позволивший при наличии вакуума ($\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.) проводить исследование при достаточно высоких температурах (в наших опытах до 1200°). Объектами исследования являлись, как уже было сказано, чистый никель и сплавы на его основе с неферромагнитными компонентами (Cu, Zn, Al, Si, Sn, Mo и Cr), концентрация которых изменялась в широких пределах. Несмотря на то, что исходные металлы для получения сплавов были относительно высокой чистоты, тем не менее при измерении восприимчивости в парамагнитной области всякий раз предварительно проверялась ее зависимость от поля. С этой целью измерения парамагнитной восприимчивости производились при различных полях. При этом не было обнаружено зависимости парамагнитной восприимчивости от поля.

3. Исследование показало, что зависимость парамагнитной восприимчивости χ никелевых сплавов от температуры при $T \gg \theta_f$ не может быть описана простым законом Кюри — Вейсса в виде:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_p},$$

где C — константа Кюри — Вейсса, θ_p — парамагнитная точка Кюри.

Действительно, как показано на рис. 1 и 2, для сплавов Ni-Cu и Ni-M зависимость обратной величины восприимчивости от температуры предста ляется не прямой, как это следовало бы ожидать по закону Кюри—Вейсса, кривой с вогнутостью, обращенной к оси температур. Аналогичные резул таты получены и для всех остальны исследованных никелевых сплаво

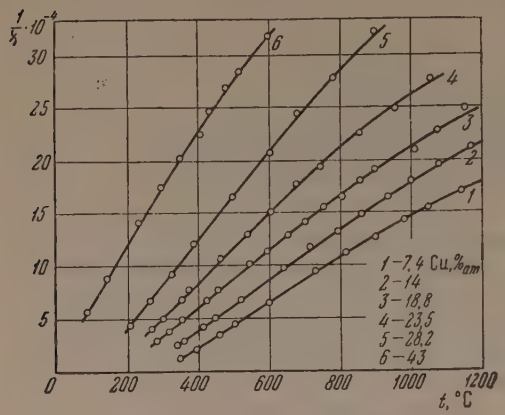


Рис. 1. Зависимость "обратной" величины восприимчивости сплавов Ni-Cu с разным содержанием Cu от температуры

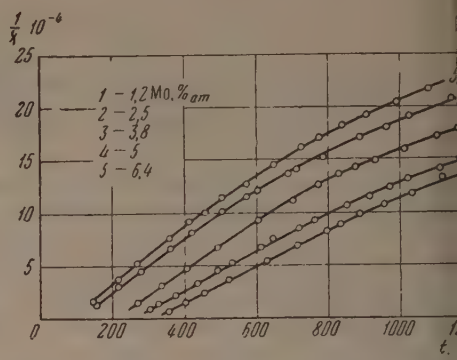


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но сплавов Ni-Mo с разным содержанием

Наиболее отчетливо отступление от линейной зависимости $1/\chi$ от T набл дается в области высоких температур, т. е. при $T \gg \theta_p$. Характерно так что кривизна кривой $1/\chi(T)$ оказывается больше для тех сплавов, в котор

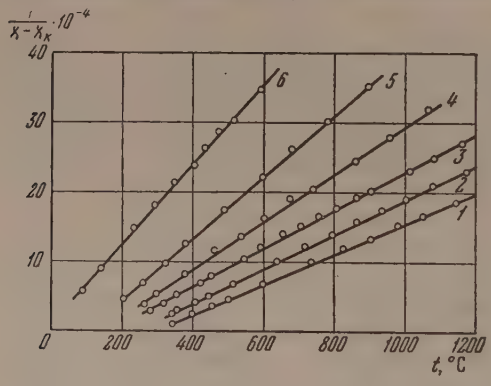


Рис. 3. Зависимость $\frac{1}{\chi - \chi_k}$ от температуры для сплавов Ni-Cu. Нумерация кривых та же, что и на рис. 1

неферромагнитный элемен входящий в сплав, имеет бо́л шую валентность.

Можно поэтому сказать, ч закон Кюри—Вейсса в его обы ном виде не применим к иссл дованным сплавам.

В ряде работ (см., наприме [4]) делалась попытка описа наблюдаемые на опыте закон мерности путем введения дв констант (C) в закон Кюри Вейсса. Однако, как видно данных, приведенных на рис. и 2, кривые $1/\chi(T)$ аппроксим ровать двумя прямыми, оч видно, не представляется во можным. Неель [5], анализ руя экспериментальные данн Мандерса [1], показал, что парамагнитная восприимчивость феррома нитных металлов в области высоких температур ($T \gg \theta_f$) может бы представлена в виде:

$$\chi = \chi_k + \chi_T, \qquad (1)$$

где χ_T — компонента восприимчивости, изменяющаяся с температурой закону Кюри — Вейсса, а χ_k — компонента восприимчивости, не завис щая от температуры.

Если исследования парамагнитной восприимчивости проводить при те пературах, сравнительно близких к парамагнитной точке Кюри (θ_p), ок

ается, что здесь χ_k мало́ по сравнению с χ_T. Иначе говоря, в этой асти температур приблизительно выполняется закон Кюри — Вейсса. области же высоких температур $T \gg \theta_p$ восприимчивость χ_k вследствие еньшения величины χ_T становится сравнимой с χ_T. Это дает возмож-ть экспериментально определить не зависящую от температуры вос-имчивость χ_k. Для всех исследованных сплавов была таким образом еделена величина χ_k и по тношению (1) построена исимость $\frac{1}{\chi - \chi_k}$ от темпе-уры. В качестве примера азанная зависимость для лавов Ni-Cu и Ni-Mo при-ена на рис. 3 и 4. Как дно, в широкой области менения температуры от θ_p иблизительно до 1200° исимость величины $\frac{1}{\chi - \chi_k}$ T описывается линейным оном в согласии с форму-й (1). Отсюда, очевидно, дует, что парамагнитная восприимчивость ферромагнитных сплавов и высоких температурах описывается не законом Кюри — Вейсса, а ее общим законом (1), т. е.

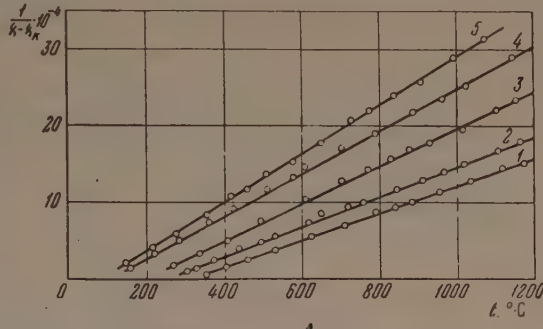
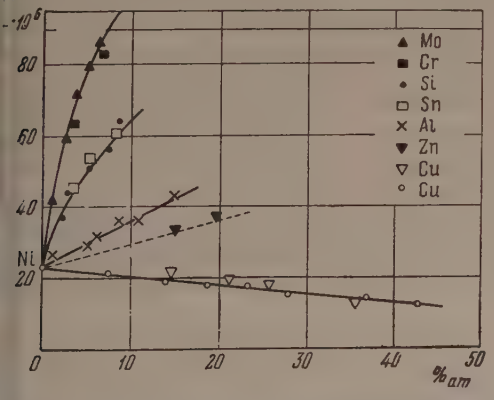


Рис. 4. Зависимость $\frac{1}{\chi - \chi_k}$ от температуры для сплавов Ni-Mo. Нумерация кривых та же, что и на рис. 2

$$\chi = \chi_k + \frac{C}{T - \theta_p}.$$

В предыдущих работах, посвященных исследованию парамагнитной приимчивости ферромагнитных сплавов, ставился в основном вопрос о зависимости константы Кюри—Вейсса и магнитного момента от состава сплавов. Представляет, естественно, интерес установить характер зависимости величины χ_k от процентного содержаний неферромагнитного элемента, входящего в сплав. Эта зависимость, по данным наших измерений, представлена на рис. 5. Для сплавов Ni-Zn на графике приведены значения χ_k, рассчитанные нами по данным Уилера [6]. Полученные результаты сводятся вкратце к следующему. Величина χ_k в сильной степени зависит от состава сплава, увеличиваясь (за исключением сплавов Ni-Cu) с ростом концентрации неферромагнитного компонента в сплаве, и, что особенно важно, тем значительнее, чем больше валентность неферромагнитного элемента. По величине (в порядке ее возрастания) никелевые сплавы могут быть расположены в следующей последовательности:



ис. 5. Зависимость компоненты восприимчи-сти, не зависящей от температуры, от со-ржания неферромагнитного компонента в нарном никелевом сплаве. Точки для сплава Ni-Zn рассчитаны по данным Уилера [6]

$$\text{Ni-Cu} \rightarrow \text{Ni-Zn} \rightarrow \text{Ni-Al} \rightarrow \text{Ni-Si и Ni-Sn} \rightarrow \text{Ni-Mo и Ni-Cr}.$$

При уменьшении концентрации неферромагнитных компонентов в спла величина χ_k стремится к значению, которое было найдено нами из опы на чистом никеле (атомная восприимчивость $(\chi_k)_{Ni} = 23{,}6 \cdot 10^{-6}$). Суп ственно, далее, заметить, что константа Кюри—Вейсса (C) и воспри чивость χ_k изменяются в функции концентрации и валентности независимо друг от друга: в то время как C уменьшается увеличением концентрации валентности, величина χ_k, оборот, при этом возрастает. П лученные закономерности ук зывают на то, что наличие законе (1) члена χ_k обусловле парамагнетизмом «газа» s-эле тронов, типа парамагнетиз Паули. Поэтому при дальнейш развитии теории парамагнетиз ферромагнитных металлов сплавов необходимо учитыва не только роль d-электроно но и в той же мере роль s-эл ктронов, как и их взаимоде ствие.

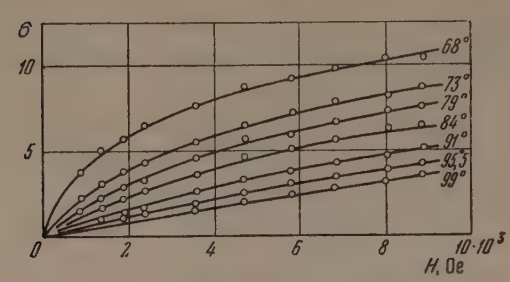


Рис. 6. Зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля для сплава Ni-Mo с содержанием 5% Mo при разных температурах. Кривые рассчитаны по уравнению (2); точки — экспериментальные

В самое последнее время была опубликована работа К. Б. Власо и С. В. Вонсовского [7], в которой этот вопрос рассмотрен теоретичес на основе модели взаимодействующих внешних (s-) и внутренних (d электронов. При этом было показано, что учет влияния внешних электр нов проводимости на величину и температурную зависимость парама нитной восприимчивости металлов переходных групп приводит к зако (1), который хорошо описывает закономерности, наблюдаемые на опы Согласно этой теории величина χ_k не зависит от температуры и при с сутствии s—d-взаимодействия переходит в обычную восприимчивос электронов проводимости. Учет обменного взаимодействия между s- и электронами приводит также к изменению константы C, величина кот рой оказывается зависящей не только от числа носителей магнитно момента, но и от энергий взаимодействия s- и d-электронов. Налич этого взаимодействия, как показали расчеты С. В. Вонсовского и К. Б. Вл сова, проявляется и в изменении величины точки Кюри θ. При отсутств взаимодействия константа C совпадает с обычным значением постоянн Кюри—Вейсса и θ совпадает с θ_d, обусловленной обменным взаимодействи d-электронов. Основные выводы теории, развитой Вонсовским и Власовы находятся в качественном согласии с результатами, полученными на на опыте.

Исследование парамагнитной восприимчивости при температура близких к точке Кюри, показало, что в этом интервале температур ($T \geqslant$ восприимчивость существенно зависит от напряженности магнитного пол Величина интервала температур, где имеет место зависимость воспри чивости от поля (переходная область), как правило, тем больше, чем бол ше содержание неферромагнитного компонента в сплаве (например д сплавов Ni-Cu с содержанием 23,5% Cu этот интервал температ равен 170°).

Зависимость намагниченности σ от поля H в переходной области, к показали наши измерения, хорошо описывается соотношением вид

$$H = \alpha\sigma + \beta\sigma^3 + \gamma\sigma^5,$$

где α, β, γ — коэффициенты, не зависящие от σ и H. На рис. 6 показа изотермы кривых намагничивания для сплава Ni-Mo (с 5% Mo), рассч

ые по уравнению (2), а экспериментальные данные на том же рисунке аны точками. По данным измерений были определены значения коэффициентов α, β и γ, которые, как оказалось, в сильной степени зависят

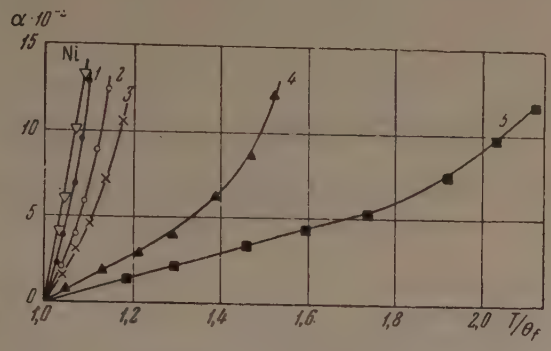


Рис. 7. Зависимость коэффициента α в уравнении (2) от отношению T/θ_f для сплавов Ni-Mo с разным содержанием Mo. Нумерация кривых та же, что и на рис. 2

емпературы и состава сплавов. На рис. 7 и 8 для сплавов Ni-Mo пока- д зависимость α и β от T/θ_f. Аналогичные закономерности были полу- ы и для других сплавов. С увеличением концентрации неферромагнит-

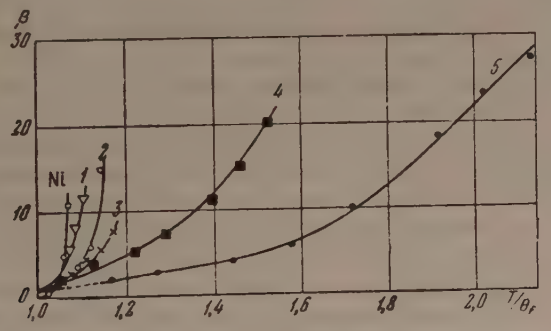


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но для коэффициента β

о компонента в сплавах величины α и β уменьшаются. При температу- , достаточно близких к θ_f, коэффициент α изменяется по линейному ону, обращаясь в нуль при $T = \theta_f$.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

Sanders G., Ann. de Phys., **5**, 167 (1936).
Lucksmith W., Pearce R. R., Proc. Roy. Soc., **A189**, 167 (1938).
Tallot M., J. Phys. et Rad., **5**, 153 (1944).
Bloch O., Arch. Sci. phys. nat., **33**, 293 (1912).
Néel L., Ann. de Phys. **5**, 232, (1936).
Wheeler M. A., Phys. Rew., **56**, 1137 (1932).
Власов К. Б., Вонсовский С. В., ФММ, **2**, 403 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

Н. П. ГРАЖДАНКИНА и И. Г. ФАКИДОВ

СВЯЗЬ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СУЛЬФИДОВ ХРОМА

Характерной особенностью магнитных свойств сульфидов хрома, же как и всех ферромагнитных соединений, является одновременное ществование в этих веществах ферромагнетизма и антиферромагнетиз Наличие обменного взаимодействия спиновых магнитных момент приводящего к антиферромагнетизму в этих соединениях, не может сказаться на их электрических свойствах, подобно тому как на элект ческие свойства ферромагнетиков оказывает влияние взаимодейст между внешними электронами проводимости и внутренними электрона играющими основную роль в ферромагнетизме. Таким образом, не мо быть сомнения в том, что для ясного понимания физической прир указанных соединений необходимо изучать не только магнитные, но и электрические свойства.

Вместе с тем нужно сказать, что электрические свойства феррима тиков до настоящего времени исследовались совершенно недостаточ Имеющиеся немногочисленные данные носят случайный характер и являются результатом систематических исследований, рассчитанных вскрытие взаимной связи между магнитными и электрическими свойств этих веществ. Например, магнитные свойства таких антиферромагнит соединений, как FeS [1—4], CrS [5—8], MnS [8], исследовались достато подробно, тогда как электрические свойства этих соединений всесторо никем не исследовались.

Выбор нами сульфидов хрома в качестве объекта исследования решения подобных задач может быть обусловлен и оправдан следующ причинами. Изменение химического состава антиферромагнитного со нения CrS путем прибавления серы приводит к зарождению ферромагне ма в системе хром — сера в узкой области концентраций серы 50÷54 (составы, находящиеся вблизи соединения $CrS_{1,17}$), что позволяет прои дить исследование на сравнительно ограниченном числе соедине Существенная зависимость магнитных свойств соединения $CrS_{1,17}$ от та факторов, как закалка и отжиг, позволяет получать соединения, обла щие ферромагнитными свойствами (отожженные образцы) и антифе магнитными свойствами (закаленные образцы), а это дает возможн исследовать условия возникновения того или иного состояния на об цах, имеющих один и тот же химический состав. Кроме того, исследова электрических свойств сульфида хрома $CrS_{1,17}$ позволяет также уточ температурные границы существования ферромагнитного состояния, как, в отличие от обычных ферромагнетиков, данное соединение и две температуры магнитного превращения.

Для решения поставленных задач мы предприняли комплек изучение электрических свойств сульфидов хрома; при этом иссл вались:

1) электропроводность сульфидов хрома различного состава,

2) температурная зависимость электропроводности в широком ин вале температур (1,8÷1000° K),

) эффект Холла и изменение сопротивления в магнитном поле,
) термоэлектродвижущая сила сульфидов хрома различного химиче-
о состава.

Для этого исследования были изготовлены сульфиды хрома различного
ического состава (с содержанием серы 50÷59,7 %ат). Учитывая силь-
зависимость электрических свойств вещества от примесей, мы обра-
и большое внимание на получение химически чистых препаратов хрома
ры, из которых в дальнейшем путем синтеза при температуре 900°
вакуированных кварцевых ампулах были получены соединения
м—сера. Химически чистый хром был получен
ктролитическим путем. Представление о чистоте
ученного хрома дают величины магнитной воспри-
ивости ($\chi = 3{,}6 \cdot 10^{-6}$ при $t = 18°$), удельного
ктрического сопротивления ($\rho = 2{,}5 \cdot 10^{-5}\ \Omega \cdot$см
$t = 0°$) и относительного изменения электро-
ротивления в области низких температур
$\frac{}{} = 0{,}129$, где R_T и R_0— величины электриче-
го сопротивления соответственно при темпера-
ах 77 °K и 0° C). Химически чистая сера допол-
ельно очищалась нами путем двойной перекри-
плизации серы в бензоле с последующей пере-
кой под вакуумом. Произведенный спектраль-
анализ показал наличие в сере следов мышьяка,
и и никеля. Контроль чистоты серы и сравнение
ультатов измерения электрических свойств хрома
итературными данными показали, что применяе-
нами исходные материалы обладали достаточно
окой чистотой.

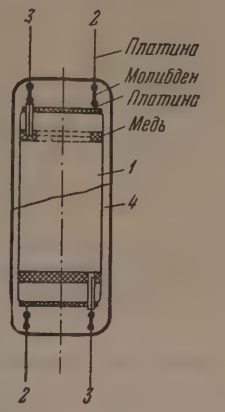


Рис. 1. Ампула для исследования электрических свойств сульфидов хрома при высоких температурах: *1* — образец, *2* — токовые электроды, *3* — потенциальные электроды, *4* — защитная оболочка из стекла пирекс

Электрические измерения производились на об-
дах, изготовленных путем прессования порошков
льфидов хрома с последующим их спеканием при
пературе 1100°. Однородность образцов прове-
ась на микрошлифах, измерением распределения
енциала по длине образца, а также определе-
м знака термоэлектродвижущей силы в различных участках образца.
Электропроводность и ее температурная зависимость, эффект Холла
зменение сопротивления в магнитном поле измерялись потенциометри-
ким методом с применением компенсатора Диссельхорсата и гальвано-
ра с чувствительностью $3 \cdot 10^{-8}$ V на 1 мм шкалы. Измерение гальва-
магнитных эффектов производилось как в адиабатических, так и в изо-
мических условиях, максимальное значение напряженности магнит-
о поля достигало при этом $22 \cdot 10^3$ Oe. Термоэлектродвижущая сила
льфидов хрома измерялась относительно меди. Разность температур
ев горячего и холодного концов образца определялась по абсолютным
ерениям температуры каждого спая в отдельности.

Специфическая особенность сульфидов хрома — сильная диссоциации
области высоких температур — потребовала для изучения их электри-
их свойств разработки специальной методики измерения. Для того
бы предотвратить возможность разложения сульфидов хрома при
оких температурах, образцы помещались в специальные защитные
очки, представляющие собой ампулы, изготовленные из тугоплавкого
ла пирекс (рис. 1). Монтаж образца для измерений производился
м образом, чтобы свободный объем над образцом в предварительно
уированной и отпаянной ампуле был минимальным. Только при
менении такого метода удалось получить полностью воспроизводимые
ые.

В результате проведенной работы было установлено.

1. По абсолютной величине удельного электрического сопротивлен ($10^{-4} \div 10^{-2}$ Ω·см) исследованные вещества занимают промежуточное по жение между металлами и полупроводниками. Удельное электричес сопротивление сильно зависит от химического состава соединения: на ная с состава 50% ат S электросопротивление монотонно падает, достиг минимума при составе 54% ат S и затем ростом содержания серы начинает возр тать [9]. Существенно отметить, что ми мальное электросопротивление обнаруж у соединения, обладающего ферромагн ными свойствами (рис. 2).

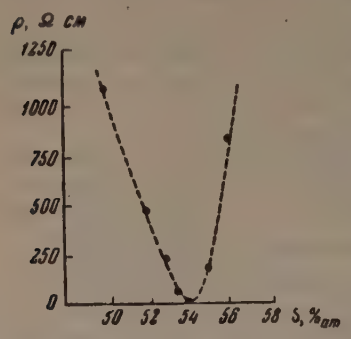


Рис. 2. Зависимость удельного электросопротивления ρ сульфида хрома от содержания серы

2. Температурные измерения показа что сульфиды хрома в интервале содер ния S 50÷54% ат в области температур 1,8 до 210—300° К обладают «самопроизво нсй поляризацией», т. е. имеют постоян число носителей электрического тока, эн гия которых лежит в полосе проводимо (рис. 3). Уменьшение электропроводност ростом температуры сбусловлено при эт как и в металлах, изменением подвижно электронов проводимости. С повышен температуры выше 210—300° К концентрация носителей тока начи экспоненциально возрастать, в результате чего электропроводность высоких температурах определяется, как и в типичных полупроводни не только изменением подвижности электронов проводимости, но, главным образом, изменением их числа в полосе проводимости за счет внутренней тепловой ионизации (рис. 4). Эти особенности температурного хода электропроводности позволяют отнести иссле-

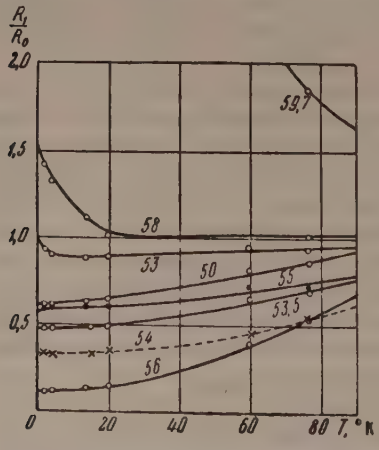


Рис. 3. Зависимость относительного изменения сопротивления образцов от температуры. Цифры у кривых обозначают содержание серы (% ат)

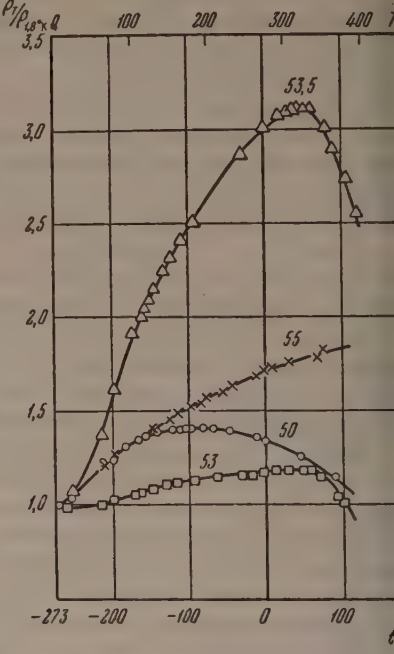


Рис. 4. Зависимость удельного противления сульфидов хром температуры. Цифры у кривых начают содержание серы (%

дованные вещества к классу так называемых полуметаллов. характеру температурной зависимости электропроводности обл металлической проводимости сульфидов хрома можно разбить два интервала: низкие температуры (1,8÷80° К), при которых темп

рная зависимость электросопротивления имеет вид $\rho = AT + BT^2$, интервал температур 80÷300° K, в котором $\rho = AT^b$, где $b = 0{,}2 \div 0{,}5$, и B — постоянные коэффициенты.

3. Исследование электропроводности в области высоких температур ервые позволило установить наличие собственной полупроводниковой

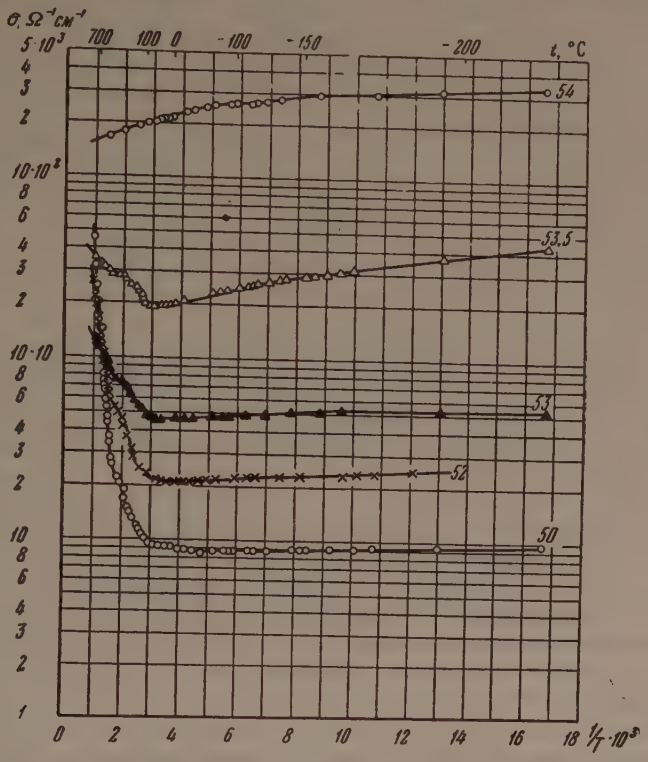


Рис. 5. Зависимость удельной проводимости сульфидов хрома от температуры в области высоких температур. Цифры у кривых обозначают содержание серы (% ат)

оводимости в исследуемых веществах при температурах 420÷620° K. сследование в области собственной проводимости показало, что полуталлическое состояние вещества может существовать при таком струкре электронного энергетического спектра, когда энергетический разрыв жду нормальной полосой и полосой проводимости имеет величину рядка 1 eV. С изменением химического состава соединения происходит прерывное изменение — уменьшение запрещенной полосы энергии ,9 eV (для CrS) до полного перекрытия полос в соединении $CrS_{1,17}$, сбладющем ферромагнетизмом (рис. 5). Проведенное исследование электрических свойств сульфидов хрома подтверждает обнаруженное рентгенографическим путем существование в этих соединениях фаз переменного става. С изменением концентрации компонентов сплава происходит неерывное изменение характера химической связи и электронного спектра, о может быть объяснено изменениями числа атомов в элементарной ейке и параметров кристаллической решетки [10].

4. На основании комплексного исследования электропроводности, ффекта Холла, изменения электросопротивления в магнитном поле и омэдс можно утверждать, что сульфиды хрома являются веществаносители тока в которых обладают чрезвычайно малой подвижностью рядка 1 $см^2\ V^{-1}\ сек^{-1}$), сама же концентрация носителей тока при этом ника и равна $5 \cdot 10^{19} \div 10^{22}\ см^{-3}$. Температура вырождения при таких

больших концентрациях — порядка 600° К, энергия электрона в этом с
чае соответствует наивысшему занятому электронному уровню и с темпе
турой заметно не меняется. При таких больших концентрациях ионизов
ных примесей рассеяние на них преобладает над рассеянием на теплов

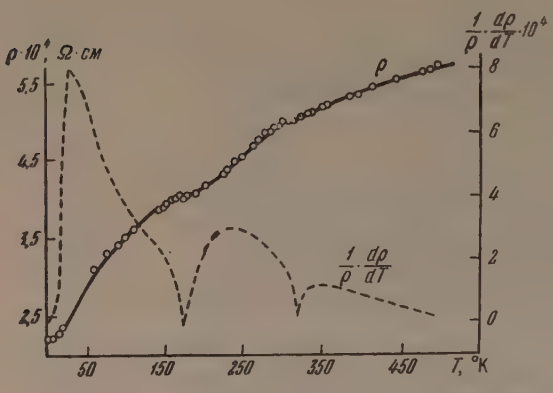


Рис. 6. Зависимость удельного сопротивления ферромагнитного сульфида хрома $CrS_{1,17}$ от температуры

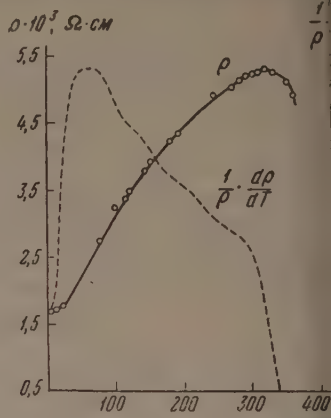


Рис. 7. То же, что на рис. 6 для неферромагнитного сульфида хрома $CrS_{1,17}$

колебаниях решетки, в результате чего имеет место слабая зависимо
подвижности электронов от температуры.

5. Изучение электрических свойств ферромагнитных и антиф
ромагнитных соединений хрома с серой позволило установить,
возникновение ферромагнетизма в данной системе связано с металли
ским состоянием вещества. Нами были измерены электро
водность и ее температурная зависимость у двух образ
сульфидов хрома, имеющих один и тот же химический состав Cr
(с содержанием серы 54% ат), но прошедших различную термичес
обработку. Один из образцов при изготовлении соединения
закален от температуры 900°, второй образец отожжен при этой
температуре, т. е. при изготовлении сплава после длитель
выдержки при температуре 900° сплав охлаждался медленно вм
с печью. В результате такой термической обработки были получены об
цы, обладавшие различными свойствами: отожженный образец обла
ферромагнитными свойствами, закаленный образец оказался неферро
нитным. Как показали наши измерения, ферромагнитный образец и
удельное электросопротивление ($\rho = 4 \cdot 10^{-4}\,\Omega \cdot$см) почти на два поря
меньше, чем неферромагнитный ($\rho = 1 \cdot 10^{-2}\,\Omega \cdot$см). Измерения элек
ческого сопротивления при различных температурах показали, что
образцы отличались друг от друга не только величиной электросопро
ления, но и видом ее температурной зависимости (рис. 6 и 7).

Исследование температурной зависимости ρ ферромагнитного сульф
хрома $CrS_{1,17}$ позволило установить наличие двух температур магнит
превращения 159 и 303° К, что соответствует температурам, при кото
происходит излом кривых $\rho = f(T)$ и $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} = f(T)$ (рис. 6), а та
кривой зависимости магнитной восприимчивости от температуры. О
вываясь на имеющихся экспериментальных данных температурных з
симостей магнитной восприимчивости, электропроводности и теплое
сти ферромагнитного соединения $CrS_{1,17}$, можно заключить, что $T = 30$
является температурой ферромагнитного превращения, при которой и
место фазовый переход второго рода, как и во всех других ферромаг
ных телах. Природа низкотемпературного магнитного превращени
настоящего времени остается неясной вследствие отсутствия детал

периментальных данных по изучению физических свойств и их измене- в области нижней температуры магнитного превращения.

Из сравнения кривых на рис. 6 и 7 видно, что температурная зависи- ть электросопротивления ферромагнитного сульфида хрома не похожа температурную зависимость электросопротивления, полученную для ерромагнитного образца. Наиболее существенным при этом является что неферромагнитный сульфид хрома имеет температурную зависимость ктросопротивления, характерную для полуметаллов (рис. 7), тогда как пературная зависимость ρ ферромагнитного сульфида хрома имеет вид, ичный для металлов. Подобное различие кривых $\rho = f(T)$ свидетель- ует о различном характере электронных энергетических спектров фер- магнитных и антиферромагнитных образцов сульфидов хрома. А имен- в данном случае полное перекрытие энергетических полос характе- ует энергетический спектр ферромагнитного соединения. Наличие рещенной энергетической полосы порядка 0,045 eV отличает энергетиче- ий спектр неферромагнитного соединения того же химического со- ва. Следует отметить, что подобные изменения не связаны с заметным менением структуры соединения, так как не было замечено никакой ницы в рентгенограммах, полученных для ферромагнитного и нефер- магнитного образцов. Однако обнаруженное Берто [11] упорядочение рок в сульфиде железа указывает на то, что такое же упорядочение жет иметь место и в аналогичном соединении — в сульфиде хрома. зможность существования подобной сверхструктуры в сульфидах хро- подтверждается установленной связью между электрическими и маг- тными свойствами с явлениями закалки и отжига, вызывающими ука- нное изменение структуры.

Следует отметить, что сульфидам хрома, так же как и всем антиферро- гнитным соединениям, присущ косвенный характер обменного взаимо- йствия между электронными спинами различных ионов, т. е. ферромаг- тное и антиферромагнитное состояния этих соединений определяются ким видом взаимодействия между магнитноактивными ионами, в котором щественная роль принадлежит магнитонейтральным ионам. В случае льфидов хрома взаимодействие между ионами хрома происходит при тивном участии ионов серы, так как при этом имеют место процессы рехода электронов между ионами хрома и серы. Естественно, что отмечен- е выше упорядочение дырок не может, как нам кажется, не оказать су- ественного влияния на характер косвенного обмена, которым и опреде- ется наличие ферромагнитного и антиферромагнитного состояний данных единений.

Полученные нами экспериментальные данные подтверждают вывод ейкеса [12], сделанный на основании общих теоретических представле- й о связи ферромагнетизма с металлическим состоянием вещества соединениях переходных металлов с элементами V и VI Б-подгрупп перио- ческой системы. При этом следует добавить, что антиферромагнетизм нных соединений может быть связан не только с полупроводниковым стоянием вещества, но и с полуметаллическим.

Институт физики металлов
Уральского филиала АН СССР

Цитированная литература

Haraldsen H., ZS. Anorg. Allg. Chem., **231**, 78 (1937).
Benoit R., C. R., **234**, 2174 (1952).
Pauthenet R., C. R., **234**, 2261 (1952).
Neel L., Rev. Modern Phys., **25**, 58 (1953).
Haraldsen H., Neuber A., ZS. Anorg. Allg. Chem., **234**, 337 (1937).

6. Benoit R., J. Chim. phys., 52, 201 (1955).
7. Josida K., Physica, 17, 794 (1951).
8. Serré A., J. Phys. et Rad, 8, 146 (1947).
9. Факидов И. Г., Гражданкина Н. П., ДАН СССР, 63, 27 (1948).
10. Гражданкина Н. П., Факидов И. Г., ДАН СССР, 102, 957 (1955).
11. Bertaut F., C. R., 234, 1295 (1952).
12. Heikes R., Phys. Rev., 99, 1232 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Е. И. КОНДОРСКИЙ, О. С. ГАЛКИНА и Л. А. ЧЕРНИКОВА

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ЕГО ИЗМЕНЕНИЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ У СПЛАВОВ НИКЕЛЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Введение

В данной статье приводятся результаты исследования удельного ктрического сопротивления и его изменения в магнитном поле у ни- я и сплавов никеля с медью, хромом и марганцем в интервале темпе- ур 2÷4,2° и 14÷20,4° К.

Исследование электрического сопротивления и его изменения в маг- ном поле у ферромагнитных металлов и сплавов позволяет проверить ществующие теории аномалий электропроводности в ферромагнетиках олучить несбходимые экспериментальные данные для дальнейшего вития наших представлений в этсй области.

Для сопоставления теории с опытом особенно важно получить экспе- ментальные данные в области низких (водородных и гелиевых) темпе- ур, так как в настоящее время теория дает количественные результа- только в этой области.

Мы располагаем лишь очень малым количеством таких данных для ромагнитных металлов и сплавов.

Мейснер и Фойгт [1] изучали изменение сопротивления никеля при мпературах жидкого водорода и при температуре 4,2° К. В работе [2] ведены результаты исследования изменения электрического сопротив- ия очень тонких осажденных пленок никеля при температурах 1,69 ÷ ,2°К и в водородном интервале температур. Найдено увеличение со- отивления с понижением температуры. Смит [3] исследовал сопротивле- е никеля и сплавов Ni_3Fe, Ni-Cu в магнитном поле в интервале темпе- тур от водородной до комнатнсй температуры. В работе Е. И. Кондор- ого и И. Ожигова [4] приведены результаты исследования электриче- ого сопротивления и его изменения в магнитном поле для сплавов никеля железом для водородных температур и для температур жидкого азота. зумото и Ширакава [5] и Ширакава [6] изучали электрическое сопротив- ние и его изменения в магнитном поле для сплавов никеля с медью, с ко- льтом и железом в области азотных, комнатных и более высоких темпе- тур. Перечисленные работы не содержат данных о температурной за- симости электрического сопротивления чистого никеля в области гели- ых температур (в работе Мейснера и Фойгта приведены данные для одной ки 4,2°К) и данных об электрическом сопротивлении сплавов никеля исключением сплавов никеля с железом в области водородной темпера- ры) в области водородных и гелиевых температур. В них нет также данных изменении электрического сопротивления в магнитном поле для никеля его сплавов (за исключением сплавов никеля с железом в водородной ласти и осажденных тонких никелевых пленок).

Целью настоящей работы было исследование температурной зависимости ектрического сопротивления никеля и его сплавов в области водородных гелиевых температур.

1. Методика измерений. Образцы

Электрическое сопротивление измерялось обычным потенциометри ским методом. Использовался потенциометр ППТН-1 Краснодарского вода, при помощи которого можно производить измерение сопротивлен с точностью до четвертого знака. Образцы представляли собой тонк проволоки 0,1÷0,2 мм. Магнитное поле создавалось при помощи солен ида. При силе тока 20 А напряженность поля достигала 3000 Ое. Тем ратура измерялась при помощи отсчета показаний манометра, измер шего давление паров в дюаре. Измерения проводились в интервалах 2 ÷4,2° и 14÷20,4°К.

Образцы были получены из сплавов, изготовленных в ЦНИИЧ Проволока получалась холодной протяжкой. Все образцы проходи отжиг в атмосфере нейтрального газа при температуре 900° в течен 1÷12 час с медленным охлаждением; некоторые образцы подвергали закалке от 900° на воздухе, образцы Ni_3Mn закаливались от 900° в вод По данным химического анализа, образцы сплавов Ni-Cu имели следу щий состав: 1) Ni — 99,9%; 2) Ni — 95,4%, Cu—4,6%; 3) Ni — 90,1 Cu — 9,9%; 4) Ni — 84,9%, Cu — 15,1%; 5) Ni — 80,9%, Cu — 19,1 6) Ni — 74,9%, Cu — 25,1%.

2. Электрическое сопротивление никеля и сплавов никель-медь

На рис. 1 и 2 приведены полученные нами кривые зависимости уде ного электрического сопротивления никеля и сплавов никеля с медью температуры в интервале 2÷20,4° К. На некоторых кривых замет

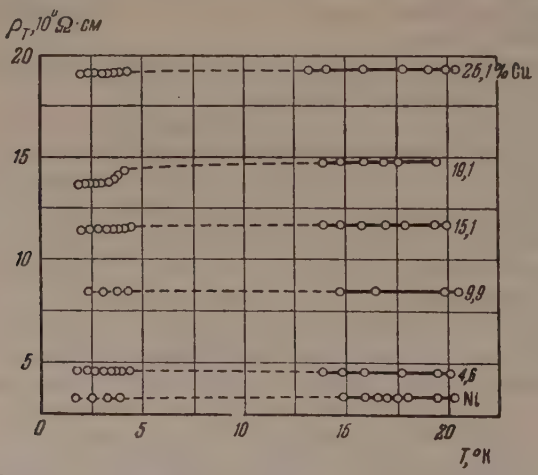


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ никеля и его сплавов с медью от температуры

«ступеньки» в сбласти температур 3÷4°К. Наибольшее изменение соп тивления в этой сбласти наблюдалось у сплава с 19,1% меди, котор как будет показано ниже, сбладает также максимальной величиной из нения электрического сопротивления в магнитном поле.

Весьма возможно, что появление «ступенек» на кривых сопротив ния в области 3÷4° К связано с присутствием в сплавах незначительн содержания примесей сверхпроводящих веществ, которые не были сбна жены при химическом и спектральном анализах. Остаточное сопротивле никеля, использованного для получения сплавов, составляло $1{,}54 \cdot 10^{-6}$ что в 4,4 раза больше, чем в случае образцов, описанных в работе [1]. Ос

я ли «ступеньки» на кривых сопротивления образцов из более чистых дных компонентов, покажет дальнейшее исследование. Возможно, ако, что эти «ступеньки» связаны с появлением сверхпроводимости которых частях ферромагнитных сплавов. Недавно Гинзбург [7] указал возможность сверхпроводимости у ферромагнетиков при известных овиях.

Для описания температурной зависимости электрического сопротивле- никеля и сплавов в интервале гелиевых и водородных температур бно выделить «ступеньки» из общей величины сопротивления, т. е.

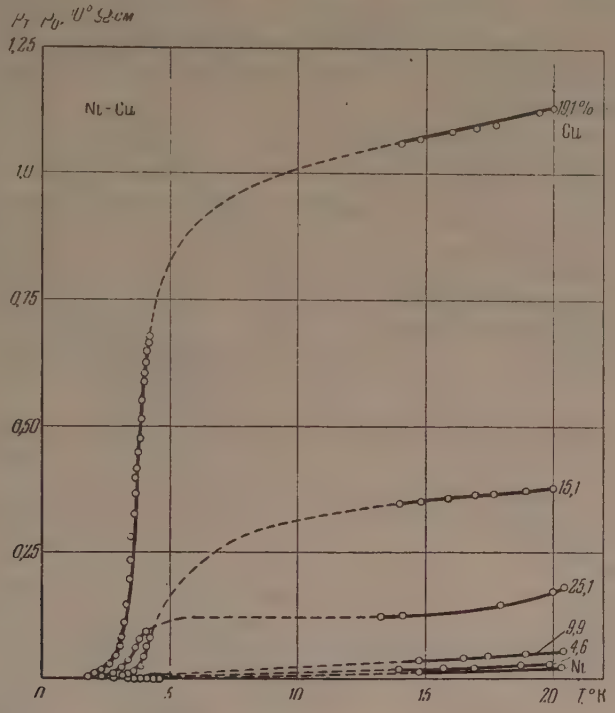


Рис. 2. Зависимость $\rho_T - \rho_0$ от температуры для тех же сплавов Ni, что на рис. 1

сматривать величину $\bar{\rho}_T = \rho_T - \Delta\rho$, где $\Delta\rho$ — величина «ступеньки». и определении ρ_T следует, очевидно, считать $\Delta\rho = 0$ при $T < T_c$ и $\Delta\rho = \text{const} > 0$ при $T > T_c$, где T_c — температуры, соответствующие интервалу, три которого наблюдается «ступенька». Электрическое сопротивление бласти низких температур в ферромагнитных металлах описывается мулой Вонсовского и Турова [8] вида:

$$\rho_T - \rho_0 = \alpha_1 T + \alpha_2 T^2, \qquad (1)$$

ρ_0 — остаточное сопротивление. Значения постоянных α_1 и α_2, полу- мые из наших данных*, если положить $\rho_T = \bar{\rho}_T$, приведены в таблице. рия пока их дать не может.

Температурную зависимость $\bar{\rho}_T$ можно описать также эмпирической мулой

$$\rho_T = \rho_0 + \alpha T^m. \qquad (2)$$

* Эти постоянные были получены графически: строилась зависимость

$$\frac{\rho_{20,4^\circ} - \rho_0}{20,4^\circ - T}$$

для водородного интервала, и через точки проводилась прямая до пересечения ью ординат.

Значения остаточного сопротивления и постоянных, входящих в формулы (1) и (2), для сплавов Ni + Cu

Cu, %	$\rho_0 \cdot 10^6$	$\alpha_1 \cdot 10^{10}$	$\alpha_2 \cdot 10^{10}$	n
0	1,54	1	0,4	1,51
4,6	4,57	17,5	0,4	1,49
9,9	8,47	30	0,4	1,48
15,1	11,44	40	0,45	1,47
19,1	13,70	49	0,6	1,51

Значения n и ρ_0 приведены в таблице вместе со значениями α_1 и α_2. Д большинства сплавов величина n близка к значению $^3/_2$. На рис. 3 предста лена зависимость остаточного сопротивления от концентрации меди в сплавах. Эта зависимость является линейнсй.

На рис. 4 приведены кривые, характеризующие температурную зависимость электрического сопротивления сплавов с 15,1% и 25,1% меди

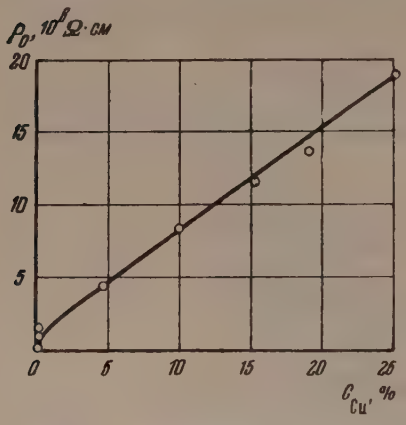


Рис. 3. Зависимость остаточного сопротивления сплавов Ni-Cu от концентрации меди

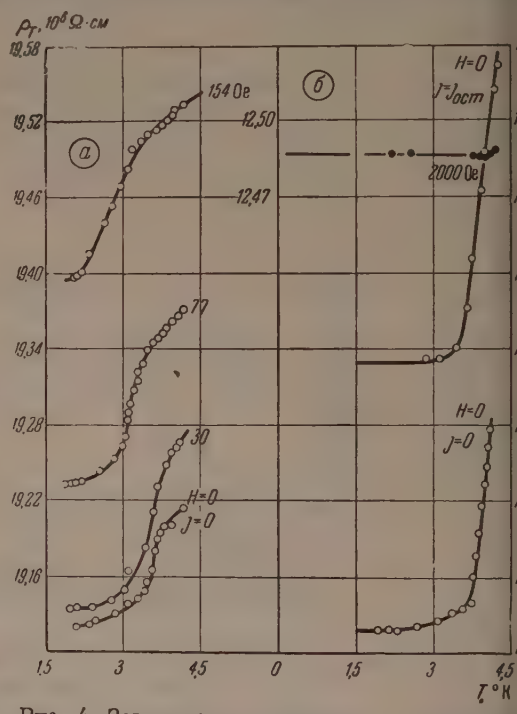


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивле сплавов Ni-Cu с 25,1% Cu (*а*) и 15,1% Cu (*б*) температуры в размагниченном состоянии поля ($J = 0$, $H = 0$), с остаточной намагничен стью без поля ($J = J_{ост}$) и в разных полях

соответственно в размагниченном состоянии без поля, с остаточной магниченностью без поля и при различных магнитных полях. В си ных магнитных полях величина «ступеньки» уменьшается, и поле $H = 2000$ Oe ее уже почти нет. Плавный ход кривой сопротивле в сильных полях показывает, что наблюдаемая «ступенька» не являе следствием магнитной текстуры образца в исходном состоянии (при по равном нулю)*.

---

* Можно было предполагать, что «ступеньки» на кривых сопротивления вызв тем, что исходное распределение доменов в образце не является равномерным, напри домены ориентируются в плоскости, перпендикулярной оси проволоки. Тогда, е допустить, что абсолютная величина изменения продольного сопротивления в маг ном поле с понижением температуры резко возрастает в узком температурном ин вале, в этом интервале у образцов с указанным выше распределением доменов мо было бы ожидать уменьшения сопротивления. В таком случае, однако, в сильном п ориентирующем домены вдоль оси проволоки, на кривых температурной зависим должна была бы наблюдаться обратная «ступенька».

3. Изменение электрического сопротивления никеля и сплавов никеля с медью в сильном магнитном поле

Изменение электрического сопротивления в магнитном поле можно характеризовать величинами $\Delta\rho$, $\Delta R_T/R_T$, $\Delta R_T/R_0$, где ΔR_T — изменение абсолютной величины сопротивления в магнитном поле при данной температуре T, R_T — сопротивление при этой температуре, R_0 — сопротивление при какой-либо определенной температуре, например при комнатной.

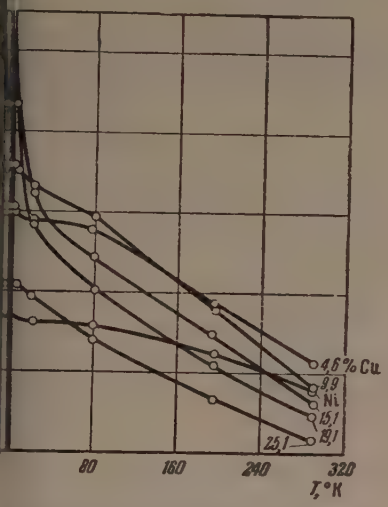


Рис. 5. Зависимость $\Delta R_s/R_T$ от T для Ni и сплавов Ni - Cu

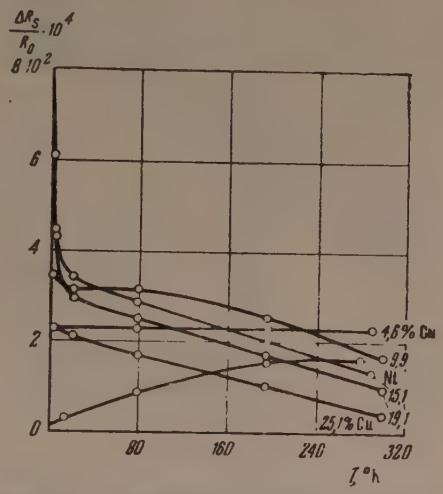


Рис. 6. Зависимость $\Delta R_s/R_0$ от T для тех же сплавов

В работе Кондорского и Ожигова [4] было показано, что величина $\Delta R_s/R_T$ в сплавах никеля с железом мало изменяется в сильных полях при температурой в области азотных и водородных температур и зависимость $\Delta R_T/R_T$ от температуры определяется, в основном, зависимостью от температуры величины сопротивления.

На рис. 5 и 6 приведены кривые, характеризующие зависимость $\Delta R_s/R_T$ и $\Delta R_s/R_0$ от температуры для никеля и сплавов никеля с различным содержанием меди, где ΔR_s — изменение сопротивления при намагничивании до насыщения. Величина ΔR_s определялась при помощи экстраполяции прямолинейного участка кривой зависимости ΔR_T от поля к полю, равному нулю.

В области температур $4{,}2 \div 20{,}4°$ K $\Delta R_s/R_0$ для никеля и сплавов, содержащих до 15, 25% меди, мало зависит от температуры, что совпадает с результатами Кондорского и Ожигова, полученными для сплавов никель-железо. Однако у сплавов

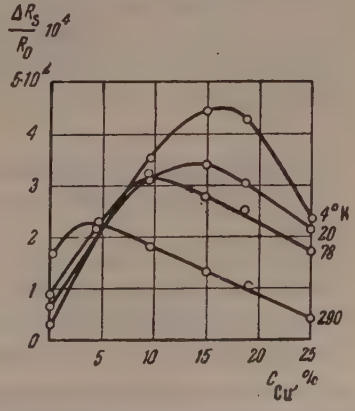


Рис. 7. Зависимость $\Delta R_s/R_0$ для сплавов Ni - Cu от концентрации меди при разных температурах

для с 15 и 20% меди наблюдается понижение $\Delta R_s/R_0$ с увеличением температуры во всем интервале от 2 до 300° [9]. Повышение $\Delta R_T/R_T$ и $\Delta R_s/R_0$ у сплавов с содержанием меди 15—25% в области гелиевого интервала температур, связанное с уменьшением величины «коленьки» в сильных магнитных полях (см. рис. 4,*б*) в более чистых образцах, возможно, отсутствует.

На рис. 7 показана зависимость $\Delta R_s / R_0$ от состава сплавов никел медь при разных температурах. Максимум $\Delta R_s / R_0$ получается в облас 15—20% меди. Интересно, что в сплавах никель-железо максимум $\Delta R_s /$ получается, когда сплав никеля с железом содержит также 15% второ компонента (железо).

4. Изменение электрического сопротивления в магнитном поле в сплавах никеля с хромом

На рис. 8 представлены кривые, характеризующие температурн зависимость $\Delta R_s / R_T$ при $H = 2000$ Ое для сплавов с различным содерж

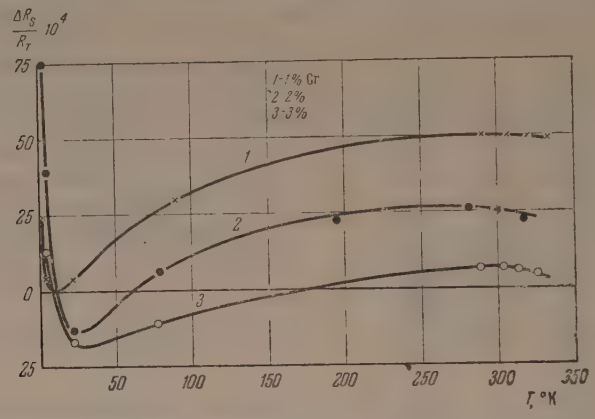


Рис. 8. Та же зависимость, что на рис. 5, но для сплавов Ni-Cr при $H = 2000$ Ое

нием хрома. В отличие от других ферромагнитных металлов и сплав у этих сплавов значения $\Delta R_s / R_T$ в некоторых интервалах отрицатель т. е. электрическое сопротивление при намагничивании до насыще в продольном магнитном поле уменьшается. Зависимость $\Delta R_s / R_T$ температуры у сплавов никеля с хромом, как видно из представлен графиков, имеет весьма сложный характер.

5. Изменение электрического сопротивления упорядочивающегося сплава системы Ni—Mn в сильном магнитном поле

Влияние упорядочения на гальваномагнитные эффекты в спла Ni-Mn при комнатной температуре изучали Комар и Портнягин [и Аннаев (11). По данным Аннаева, упорядочение в сплаве Ni_3Mn вед к значительному увеличению изменения электрического сопротивле в продольном магнитном поле. По данным Комара, величина $\frac{\Delta R_T}{R_T}$, обусл ленная ориентацией доменов в продольном магнитном поле, при упоря чении уменьшается.

Мы изучали изменение электрического сопротивления в продоль магнитном поле у сплава, содержащего 25,6% $_{ат}$ марганца и около 74,4% никеля. Исходное упорядоченное состояние достигалось закалкой в в после отжига при 900° в течение 1 час. Состояния с различной степен упорядочения получались после отжига закаленного образца при темпе туре 450° в течение 4÷40 час.

На рис. 9 представлены кривые зависимости $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ от поля при комнат

пературе для образцов, прошедших отжиг при температуре 450° в те-ие различных промежутков времени, и для закаленного образца. видно из хода кривых, наши результаты для комнатных температур одятся в согласии с дан-ми, полученными Комаром ортнягиным [10].

На рис. 10 и 11 представ-ы кривые $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ от H при рех различныхтемпературах для закаленного (неупо-оченного) и отожженного 450° в течение 40 час порядоченного) образца со-ветственно.

Из представленных графи-можно видеть, что $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ закаленного образца (в порядоченном состоянии) ростом поля увеличивается остается положительным в лях до 3000 Ое. При тем-ратуре жидкого гелия вели-на $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ у закаленного сплава

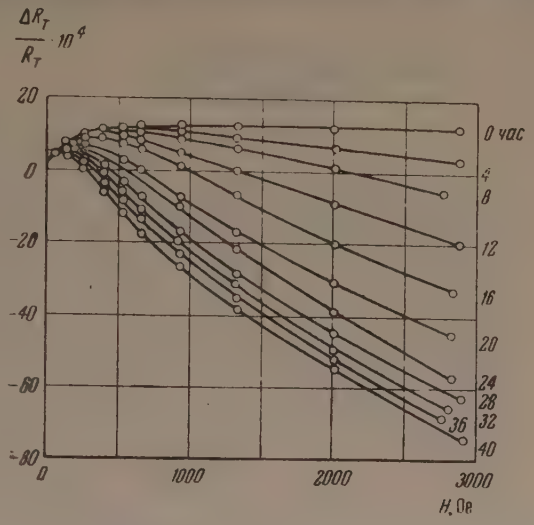
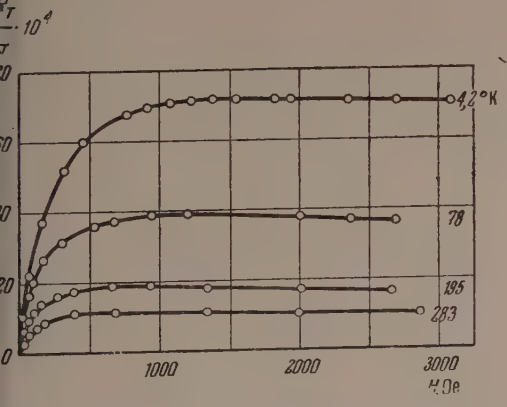


Рис. 9. Зависимость $\Delta R_T/R_T$ от поля для образца сплава Ni_3Mn, отожженного при 450° в течение разного времени.

имерно в 6 раз больше, чем при температуре 283° К. $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ у сбразца $_3Mn$, прошедшего длительный отжиг, с ростом поля сначала увеличи-ется, затем уменьшается, а для тем-ператур 195 и 283° К даже становится рицательным в сильных магнитных



с. 10. Зависимость $\Delta R_T/R_T$ от поля при че-рех температурах для образца сплава Ni_3Mn, закаленного от 900°

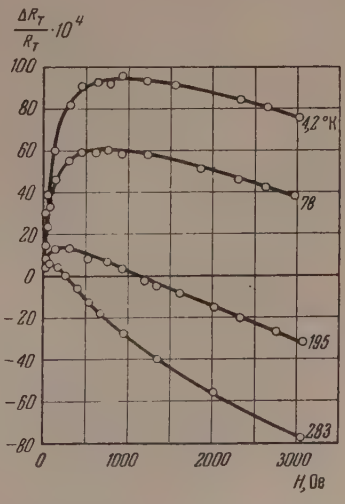


Рис. 11. Та же зависимость, что на рис. 10, но для отожженного при 450° в течение 40 час образца Ni_3Mn

лях (рис. 11). Коэффициент $\frac{d}{dH}\left(\frac{\Delta R_T}{R_T}\right)$, характеризующий наклон кривых $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ от поля, с понижением температуры уменьшается, и поэтому при низ-их температурах изменение знака $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ происходит в более сильных полях.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарн
А. И. Шальникову за предоставление возможности выполнить измере
в криогенном корпусе кафедры низких температур МГУ и за ценные
веты при проведении данного исследования.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Meissner W., Voigt B., Ann. Phys., **7**, 892 (1930).
2. Van Itterbeek A., Da Greve L., Van Gerven L., Sabbe
Physica, **20**, 1 (1954).
3. Smit D., Physica, **17**, 612 (1951).
4. Кондорский Е. И., Ожигов И. Е., ДАН СССР, **105**, 1200 (1955).
5. Masumoto H., Shirakava Y., Sci. Rep. Tohoku Univ., **25**, 104 (193
6. Shirakava Y., Sci. Rep. Tohoku Univ., **27**, 532 (1939).
7. Гинзбург В. Л., ЖЭТФ, **31**, 202 (1956).
8. Вонсовский С. В., Туров Е. А., ЖЭТФ, **24**, 420 (1953); Туров Е.
Изв. АН СССР, Серия физич., **19**, 474 (1955).
9. Галкина О. С., Вестник МГУ, *3* (1957).
10. Комар А. П., Портнягин И. М., ДАН СССР, **60**, 569 (1948).
11. Аннаев Р. Г., ДАН СССР, **61**, 1009 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Е. И. КОНДОРСКИЙ и И. Е. ОЖИГОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ЕГО ИЗМЕНЕНИЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ У ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВЫХ СПЛАВОВ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ (14 ÷ 77°K) ТЕМПЕРАТУР

1. Изучение электрического сопротивления и гальваномагнитных явлений в ферромагнитных металлах и сплавах в области низких температур позволяет проверить некоторые выводы квантовой теории электропроводности ферромагнитных металлов и способствует ее дальнейшему развитию. К настоящего времени электрическое сопротивление железо-никелевых сплавов и его изменение в магнитном поле (гальваномагнитный эффект) были изучены Ширакава [1] до температур —195°. Целью настоящей работы было изучение удельного сопротивления и гальваномагнитного эффекта $\Delta R_{\parallel}/R$ в продольном магнитном поле у железо-никелевых сплавов с концентрацией никеля 40÷100% в области низких температур 14÷90°K и установление температурной зависимости ρ и $\Delta R_{\parallel}/R$, а также выяснение влияния на эти величины термической обработки, могущей вызвать упорядочение. Как было показано в работе Бозорта [2], упорядочение в железо-никелевых сплавах, близких по составу к $FeNi_3$, вызывает уменьшение электрического сопротивления и в ряде случаев увеличение гальваномагнитного эффекта.

2. Сплавы для образцов были выплавлены в высокочастотной печи под слоем флюса. Для получения упорядоченного состояния образцы подвергались ступенчатому отжигу в течение 14 суток в интервале температур 500÷410° с последующим медленным охлаждением. Неупорядоченное состояние достигалось закалкой образцов от 950° в вакуумное масло, охлаждаемое водопроводной водой. При измерении в температурном интервале 77,5÷63,15° K образцы помещались в жидкий азот, кипевший при различных давлениях, измерявшихся при помощи манометра. При измерениях в интервале 20,4÷14,°K образцы находились в жидком водороде. Магнитное поле до 10000 Oe создавалось электромагнитом.

3. Удельное электрическое сопротивление исследованных сплавов, прошедших закалку (при содержании никеля 40÷93,3%) выше, чем у прошедших ступенчатый отжиг. Изменение $(\Delta\rho)_s$ абсолютной величины удельного электрического сопротивления в продольном магнитном поле у сплавов, прошедших закалку, во всех случаях больше, чем у сплавов, прошедших ступенчатый отжиг. Таким образом упорядочение уменьшает величину $(\Delta\rho)_s$. Зависимость относительного изменения сопротивления $(\Delta R_{\parallel}/R)_s$ от концентрации имеет более сложный характер. В области составов 85÷90% Ni, где имеет место максимум $(\Delta R_{\parallel}/R)_s$, эта величина больше у закаленных сплавов; в области составов 70÷80% Ni, близких по составу $FeNi_3$, где при упорядочении величина сопротивления падает, $(\Delta R_{\parallel}/R)_s$ больше у сплавов, прошедших ступенчатый отжиг.

4. Температурная зависимость удельного электрического сопротивления в интервале температур 14÷90°K у сплавов, содержащих 40,3÷93,3% Ni, после закалки (в неупорядоченном состоянии) выражается формулой:

$$\rho_s = \rho_0 e^{\beta T^2} \approx \rho_0 (1 + \beta T^2), \qquad (1)$$

где ρ_0 — остаточное удельное сопротивление, β — параметр, не зависящ от температуры.

Величина $(\Delta\rho)_s$ для исследуемых сплавов в интервале 14÷90°К изменя ся весьма незначительно; с понижением температуры она немного уве чивается. Таким образом, температурная зависимость $(\Delta R_\parallel/R)_s$ в осн ном обусловлена зависимостью от температуры величины R и $\left(\frac{\Delta R_\parallel}{R}\right)_s$ исс дуемых сплавов и в интервале температур 14÷90°К выражается формул аналогичной (1):

$$\left(\frac{\Delta R_\parallel}{R}\right)_s = \left(\frac{\Delta R_\parallel}{R}\right)_0 e^{-\gamma T^2} \approx \left(\frac{\Delta R_\parallel}{R}\right)_0 (1 - \gamma T^2),$$

где $\gamma = C\beta$, причем для исследованных сплавов коэффициент C заклю в пределах $0{,}9 < C < 1{,}3$.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Shirakava Y., Sci Rep. Tôhoku Univ., **27**, 532 (1939).
2. Bozorth R. M., Phys. Rev., **70**, 923 (1946).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Г. П. ДЬЯКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОСТРИКЦИИ И ДРУГИХ ЧЕТНЫХ ЭФФЕКТОВ В ОБЛАСТИ ПОДХОДА К НАСЫЩЕНИЮ

Известно, что под действием обменных сил и сил анизотропии в кристал- ферромагнитного материала образуются области спонтанной намагни- ности. Магнитный момент каждой области будет при этом стремиться новиться так, чтобы полная энергия получила минимальное значе- Геометрическая сумма магнитных моментов всех областей спонтанной агниченности дает намагниченность всего кристалла. Если направле- устойчивого равновесия моментов областей мы обозначим через а относительный объем кристалла, в котором магнитные моменты об- тей спонтанной намагниченности направлены вдоль L_i, через n_i, то агниченность кристалла будет определяться равенством

$$J = J_s \sum_{i=1}^{i=k} n_i L_i. \qquad (1)$$

действием различных факторов (магнитное поле, упругие напряжения) ичины n_i, L_i и J_s могут изменяться. Во всех этих случаях, как это сле- из соотношения (1), будет иметь место изменение намагниченности сталла. Процесс изменения n_i называется процессом смещения границ жду областями спонтанной намагниченности (доменами). Процесс енения ориентации L_i называется процессом вращения, а процесс из- ения абсолютного значения J_s называется парапроцессом.

Намагниченность ферромагнитных монокристаллов обусловлена в ос- ном первыми двумя процессами намагничивания. По мере увеличения нитного поля будут меняться как фазовые объемы n_i, так и направле- устойчивого равновесия L_i. При некотором значении магнитного поля поле насыщения) ферромагнетик представляет собой однофазную струк- у, направление устойчивого равновесия у него L_i совпадает с нап- лением магнитного поля. Монокристалл в этом случае будет намаг- ен до насыщения.

При намагничивании монокристалла происходит изменение его формы гнитострикция), изменение электросопротивления и ряд других эф- тов. В общем учении о ферромагнетизме исследование магнитострик- занимает одно из центральных мест. В своей фундаментальной ра- е [1] Акулов установил, что магнитострикция намагниченного до на- ения монокристалла определяется законом анизотропии:

$$\lambda = \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\Sigma s_i^2 g_i^2 - \frac{1}{3}\right) + 3\lambda_{111}\Sigma s_i s_j g_i g_j, \qquad (2)$$

s_i — направляющие косинусы вектора J_s относительно тетрагональных й кристалла, g_i — направляющие косинусы направления измерения осительно тех же осей, λ_{100} и λ_{111} — магнитострикция насыщения вдоль ра и диагонали куба.

Формула (2), выведенная для магнитострикции, приложима также для чета изменения омического сопротивления. Таким образом Акуловым

было показано, что формула (2) применима для расчета всех четных э
фектов, если монокристалл намагничен до насыщения. Закон анизотр
пии (2) показывает, как будет меняться величина четного эффекта п
измерении в направлении g_i, если известны направляющие косинусы
Этот вывод из теории Акулова был подтвержден многочисленными опытам
Однако направления устойчивого положения вектора J_s относитель
осей кристалла не всегда известны. Представляет большой интерес реш
ние обратной задачи: определить устойчивое положение вектора J_s
известному значению магнитного поля. Для этой цели при расчете четн
эффектов необходимо определить совокупность минимумов энергии кр
талла и положений вектора J_s относительно осей кристалла в зависимос
от различных факторов, действующих на кристалл. В общем случае э
проблема пока не разрешена. Однако в области подхода к магнитному н
сыщению эта задача может быть решена до конца.

Ряд работ [2—4], выполненных автором по магнитострикции, явили
первым шагом в указанном направлении и положили начало теор
четных эффектов в области сильных магнитных полей. Еще в работе
нами было найдено достаточно общее соотношение для магнитострикц
в области подхода к насыщению. Это соотношение обычно называют закон
подхода к насыщению магнитострикции и других четных эффектов. Р
вивая в этой работе теория показывает, что магнитострикция нетекстурова
ного и лишенного внутренних упругих напряжений материала долж
быть связана с константами анизотропии K_1, магнитострикции λ_{100} и λ_{1}
с намагниченностью насыщения J_s, а также с величиной приложенно
поля H соотношением:

$$\lambda = \lambda_s\left(1 - \frac{A}{H} - \frac{B}{H^2}\right),$$

где

$$\lambda_s = \frac{2}{5}\lambda_{100} + \frac{3}{5}\lambda_{111},$$

$$A = \frac{8}{35}(\lambda_{111} - \lambda_{100})\frac{K_1}{\lambda_s J_s},$$

$$B = \left(\frac{32}{7\cdot 11\cdot 13}\lambda_{100} + \frac{984}{5\cdot 7\cdot 11\cdot 13}\lambda_{111}\right)\frac{K_1^2}{\lambda_s J_s^2}.$$

Несколько позже теория магнитострикции была дана англи
ским физиком Ли [5]. Его расчеты, проведенные независимо
нас, также привели к соотношению (3). Принимая во внимание маг
тострикцию парапроцесса, следует формулу (3) пополнить членом $\chi_{\lambda p}$
где $\chi_{\lambda p}$ — магнитострикционная восприимчивость парапроцесса. С учет
этого обстоятельства соотношение (3) преобразуется к виду:

$$\lambda = \lambda_s\left(1 - \frac{A}{H} - \frac{B}{H^2}\right) + \chi_{\lambda p}\cdot H.$$

Дальнейшее развитие теории шло по линии учета внутренних упру
напряжений [3, 4], влияния магнитного взаимодействия между крист
литами [6].

Однако во всех перечисленных выше работах не учитывалась втор
константа анизотропии K_2, а закон приближения к насыщению огра
чивался только первым и вторым членами разложения. Представля
существенный интерес выяснить вопрос, насколько законно отбрасы
ние в формуле (3) членов, содержащих поле выше 2-й степени, и уче
влияние второй константы анизотропии K_2. Для изотропных в магни
стрикционном отношении материалов эта задача имеет более прост
решение.

В связи с этим рассмотрим сначала случай изотропных материал
имея в виду, что для них $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$. Мы не будем останавливаться

де расчета магнитострикции. Он подробно изложен в предыдущих ра-
х. Здесь только укажем основные, наиболее важные, моменты подоб-
расчета.

Пусть ферромагнитный монокристалл находится во внешнем магнит-
поле. Если монокристалл подвергнут действию деформирующей силы,
положение вектора спонтанной
гниченности J_s будет зависеть не
ко от величины и направления
нитного поля H, но и от величины
правления вектора напряжения σ
1). Теперь несовпадение вектора
гниченности с вектором поля бу-
значительной степени обуслов-
упругими напряжениями, воз-
ющими в данном материале.
области сильных магнитных
й угол между вектором спонтан-
намагниченности J_s и вектором
него поля H будет мал, поэтому
лы

$$\alpha = \vartheta - \vartheta' \quad \text{и} \quad \beta = \varphi - \varphi'$$

т также малы. Разлагая магни-
рикцию в ряд по α и β, как это
лось в предыдущих работах, по-
м:

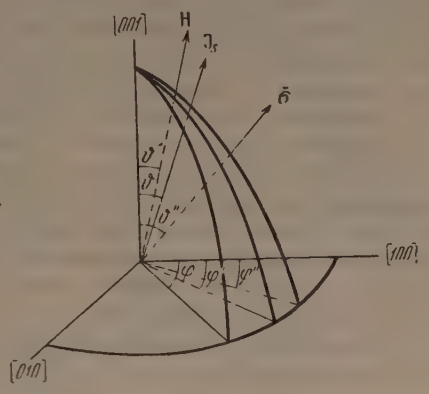


Рис. 1. Схема расположения векторов J_s, H и σ относительно кристаллографических осей монокристалла, принятых за координатные оси

$$= D_0 + D_1\alpha + D_2\beta + D_3\alpha\beta + D_4\alpha^2 + D_5\beta^2 + D_6\alpha^3 + D_7\alpha^2\beta + D_8\alpha\beta^2 + D_9\beta^3, \quad (5)$$

$$D_0 = \lambda_s, \quad D_4 = -\frac{3}{2}\lambda_s, \quad D_5 = -\frac{3}{2}\lambda_s \sin^2\vartheta', \quad D_8 = -\frac{3}{2}\lambda_s \sin\vartheta' \cos\vartheta'.$$

рассматриваемого случая остальные коэффициенты обращаются в нуль.
Параметры α и β уравнения (5), определяющие пространственное по-
ение вектора $\mathbf{J}_s$, могут быть найдены из условия минимума полной
гии кристалла, которая в данном случае будет слагаться из трех
ей:

) энергии кристалла по отношению к внешнему магнитному полю:

$$U_a = -J_s H (s_1 h_1 + s_2 h_2 + s_3 h_3), \quad (6)$$

s_1, s_2, s_3 — направляющие косинусы вектора $\mathbf{J}_s$ относительно тетра-
льных осей кристалла, h_1, h_2, h_3 — направляющие косинусы вектора $\mathbf{H}$
сительно тех же осей;

) энергии магнитной кристаллографической анизотропии *

$$U_e = U_0 + K_1 (s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_3^2 s_1^2) + K_2 s_1^2 s_2^2 s_3^2, \quad (7)$$

K_1 — первая константа анизотропии, K_2 — вторая константа анизо-
ии;

магнитно-упругой энергии

$$U_\sigma = -\sigma\left[\frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\Sigma s_i^2 v_i^2 - \frac{1}{3}\right) + 3\lambda_{111}\Sigma s_i s_j v_i v_j\right], \quad (8)$$

v_i — направляющие косинусы вектора напряжений.
аким образом полная энергия единицы объема кристалла

$$U = U_a + U_e + U_\sigma. \quad (9)$$

---

* В предыдущих работах [2—4] энергия магнитной анизотропии бралась в форме
$U_0 + 2K_1 (s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_3^2 s_1^2)$.

Параметры α и β уравнения (5) могут быть определены из усло минимума полной энергии кристалла при добавочном условии

$$s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1.$$

Подставляя в формулу (5) найденные указанным способом выражения α и β, мы получим уравнение для магнитострикции монокристалла. Та образом этот расчет дает возможность определить ход кривой магнитостр ции монокристалла для произвольного направления внешнего поля отношению к кристаллографическим осям.

Однако наиболее важным в смысле практических применений, несомн но, является расчет магнитострикции поликристаллических тел. Д нетекстурованных поликристаллических материалов магнитострикц определяется путем усреднения магнитострикции монокристалла. опустим очень громоздкие промежуточные вычисления и приведем зд лишь окончательное выражение для магнитострикции изотропных териалов, в которых имеют место диффузные (равновероятно распредел ные) упругие напряжения.

Проведенные указанным способом расчеты дают, что магнитострикц изотропных материалов

$$\lambda = \lambda_s\left(1 - \frac{B_u}{H^2} - \frac{C_u}{H^3}\right),$$

где

$$B_u = \left[\frac{8}{35}K_1^2 + \frac{16}{385}K_1K_2 + \frac{24}{5005}K_2^2 + \frac{9}{5}\lambda_s^2\sigma^2\right]\frac{1}{J_s^2},$$

$$C_u = \left[\frac{576}{5005}K_1^3 - \frac{64}{5005}K_1^2K_2 - \frac{64}{6545}K_1K_2^2 - \frac{64}{95095}K_2^3 + \frac{126}{245}\lambda_s^2\sigma^3\right]\frac{1}{J_s^3}.$$

Таким образом, учет упругих напряжений и второй конста анизотропии позволяет значительно полнее описать поведение м нитострикции в области сильных магнитных полей. Проведенные р четы в свою очередь дают возможность определить величину члена который без всякого обоснования отбрасывался в предыдущих работ [2—6], как малая величина.

Оценим, во сколько раз второй член формулы (10) больше трет члена, значением которого обычно пренебрегают.

Легко показать, что для случая, когда $\sigma = 0$ и $K_2 = 0$, отноше

$$\frac{B_u}{H^2} : \frac{C_u}{H^3} \approx \frac{2J_sH}{K_1}.$$

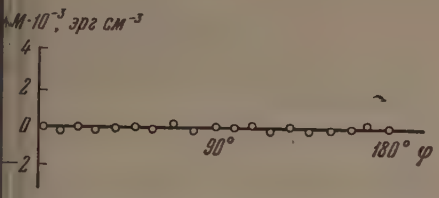
Следовательно, когда $2J_sH > K_1$, третий член разложения в формуле действительно мал и им можно пренебречь. Зная величины J_s и K_1 и K_2 для исследуемого материала, теперь можно в каждом случае реш вопрос, какое значение имеет третий член разложения в законе при жения к насыщению магнитострикции и других четных эффектов.

Важным результатом теории явилось то, что она дала возможн разработать новый метод определения важнейших констант ферромаг ных материалов. Еще в работе [7] была определена указанным мето константа анизотропии железо-никелевого сплава. К сожалению, в тературе имеется очень мало данных по измерениям магнитострик в области подхода к насыщению. По существу к настоящему врем имеется одно обстоятельное исследование Ли [8], проведенное в лабор рии Бейтса. К сожалению, в работе Ли не приводится подробных дан что затрудняет сравнение результатов эксперимента с изложенной з теорией. Между тем, зная магнитострикционную восприимчивость п кристаллического материала, можно определить константы λ_{100} и

ствительно, дифференцируя по H соотношение (4), получим

$$\frac{\partial\lambda}{\partial H} = \frac{A\lambda_s}{H^2} + \frac{2B\lambda_s}{H^3} + \chi\lambda_p. \tag{11}$$

ение магнитострикционной восприимчивости парапроцесса при ком-ой температуре (по измерениям Деринга) равно 10^{-11} на эрстед. По-у величиной $\chi_{\lambda p}$ в формуле (11) льнейших расчетах можно пренеб-.



2. Кривая механических моментов, ченная магнитным методом на отожженном образце никеля

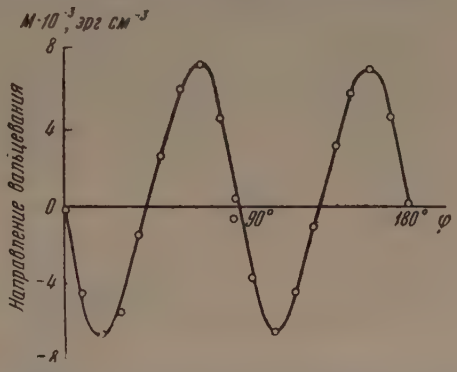


Рис. 3. Та же кривая, но для образца, подвергнутого отжигу в вакууме при $t = 1100°$

Умножая обе части соотношения (11) на H^2 и подставляя значения B, получим:

$$\frac{\partial\lambda}{\partial H}\cdot H^2 = \frac{8}{35}\cdot\frac{K_1}{J_s}(\lambda_{111}-\lambda_{100}) + \frac{2K_1^2}{J_s^2}\left(\frac{32}{1001}\lambda_{100} + \frac{984}{5005}\lambda_{111}\right)\frac{1}{H}, \tag{12}$$

$$\frac{\partial\lambda}{\partial H}\cdot H^2 = a + bH^{-1}, \tag{13}$$

$$a = \frac{8}{35}\cdot\frac{K_1}{J_s}(\lambda_{111}-\lambda_{100}), \tag{14}$$

$$b = \frac{K_1^2}{J_s^2}\left(\frac{64}{1001}\lambda_{100} + \frac{1968}{5005}\lambda_{111}\right). \tag{15}$$

соотношений (13) — (15) следует, что, зная из экспери-та магнитострикционную восприимчивость поликристаллического ериала, можно определить константы магнитострикции λ_{100} и λ_{111}. Для о чтобы проверить эти выводы, мы осуществили измерение магнито-икционной восприимчивости никеля. В качестве объектов исследования ли использованы никелевые полоски длиной 150 мм, шириной 10 мм толщиной 0,1 мм.

Режим отжига подбирался таким, чтобы в материале полностью утствовала кристаллографическая текстура. Анализ текстуры про-одился магнитным методом. Для этой цели снимались кривые механи-ких моментов. Магнитограмма исследуемого материала представлена рис. 2. Из рис. 2 следует, что кристаллографическая текстура в мате-але после отжига полностью отсутствовала. Для сравнения на рис. 3 а магнитограмма такого же образца, отожженного в вакууме при пературе 1100°. Как видно из этих рисунков, режим термомеханичес-обработки имеет первостепенное значение.

Измерения магнитострикции велись при помощи тензометров (датчи
сопротивления), включенных в мостиковую схему. Индикатором в диа
нали моста служил фотоэлектрооптический усилитель, что сильно повыш
чувствительность установки. Это давало возможность производить
мерения магнитострикционной восприимчивости с большой точност
Результаты измерений показаны на рис. 4. Из этого рисунка вид
что в соответствии с формулой (13) магнитострикционная восприим
вость в сильных магнитных полях
ляется линейной функцией $1/H$.
лученная прямая отсекает по
ординат отрезок в соответствии с п
вым членом формулы (13). Величи
этого отрезка

$$a = 50 \cdot 10^{-5};$$

тангенс угла наклона прямой да
что величина

$$b = 1{,}4 \cdot 10^{-1}.$$

Если для никеля принять значен

$$K_1 = 5 \cdot 10^4 \text{ эрг см}^{-3},$$
$$J_s = 500 \text{ Gs},$$

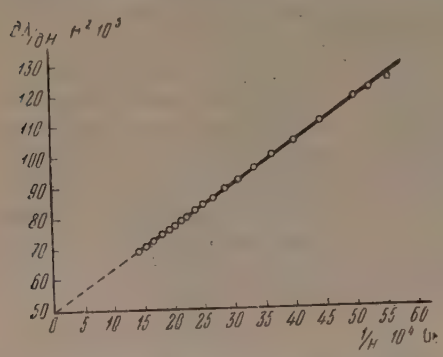


Рис. 4. Зависимость магнитострикционной восприимчивости образца никеля от напряженности магнитного поля

то, зная из опыта величины a и b, мы можем по формулам (14) и (
определить константы λ_{100} и λ_{111}. Полученные при этом значения д
никеля оказались равными

$$\lambda_{100} = -49 \cdot 10^{-6},$$
$$\lambda_{111} = -27 \cdot 10^{-6}.$$

Полученные данным методом значения λ_{100} и λ_{111} вполне удовлетвор
тельно согласуются с экспериментальными данными непосредственн
измерений их на монокристаллах [9].

При выводе закона подхода к насыщению для поликристаллическ
материалов (4) мы усредняли магнитострикцию изолированного мо
кристалла. Спрашивается, однако, можно ли применять формулу и
лированного монокристалла к тем микроскопическим монокристалла
из которых состоят обычно применяемые в технике металлы? Не игра
ли взаимодействие этих монокристаллов столь существенную роль, ч
закон подхода к насыщению окажется не применим для обычных пол
кристаллических материалов?

Этот вопрос, несомненно, имеет большое принципиальное значен
Неель [6] первый учел влияние магнитного взаимодействия между крист
литами. Его расчеты дают, что в первом приближении влияние магнитно
взаимодействия может быть учтено в законе приближения магнитостр
ции для независимых кристаллитов посредством умножения группы ч
нов, содержащих магнитное поле, на некоторый постоянный коэффици
G_1. Для анизотропных материалов в интересующей нас области пол
фактор G_1, как показал Неель [6], всегда является близким к 1/2. Так
образом магнитное взаимодействие между кристаллитами ведет к уме
шению магнитострикционной восприимчивости.

С другой стороны, в поликристаллических материалах механическ
силы и упругие свойства вещества изменяются от точки к точке в за
симости от кристаллографической ориентации отдельных кристалл
Это обстоятельство, как показал Владимирский [10], должно сказа
ся на величине магнитострикции. Из его расчетов следует, что меха
ческое взаимодействие ведет к некоторому увеличению магнитострик

ыщения. Если применить указанный метод для области полей, близких асыщению, то в первом приближении необходимо группу членов, со-кащих поле, помножить на член G_2, учитывающий механическое взаи-ействие. Однако проведенное нами исследование магнитострикционной приимчивости никеля показало, что формула (3), выведенная без учета нитного и механического взаимодействий, хорошо оправдывается на те.

Трудно представить, чтобы влияние магнитного взаимодействия на нитострикционную восприимчивость полностью компенсировалось бо- слабым влиянием механического взаимодействия. Очевидно, что ические предпосылки (наличие свободных магнитных полюсов на гра-ах зерен), положенные Неелем в основу расчета магнитного взаимо-ствия между кристаллитами, весьма приближенны и не оправдывают-на опыте.

Физический факультет
осковского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

Акулов Н. С., ZS. f. Phys., **52**, 389 (1928).
Дьяков Г. П., ДАН СССР, **68**, 33 (1949).
Дьяков Г. П., ДАН СССР, **76**, 201 (1951).
Дьяков Г. П., ДАН СССР, **82**, 867 (1952).
Lee E. W., Proc. Phys. Soc., **A67**, 381 (1954).
Néel L., J. Phys. et Rad., **15**, 376 (1954).
Дьяков Г. П., Резникова Р. А., ДАН СССР, **97**, 633 (1954).
Lee E. W., Proc. Phys. Soc., **A65**, 162 (1952).
Bozorth R. M., Hamming R. W., Phys. Rev., **89**, 865 (1953).
Владимирский К. В., ДАН СССР, **41**, 11 (1943).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI. № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

К. Б. ВЛАСОВ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ УПРУГИХ ФЕРРОМАГНИТНЫ (МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ) СРЕД

Для решения задач, возникающих при расчетах магнитомеханическ пресбразователей, по определению изменений, происходящих в феррома нитных телах под действием магнитного поля, механических напряжен и температуры, необходимо иметь в своем распоряжении уравнен электродинамики, уравнения теории упругости и уравнения состояни

В поляризованном ферромагнетике механические напряжения, вос ще говоря, представляют собой несимметричный тензор. Однако, к показал Броун [1, 2], можно ввести некоторый симметричный тенз напряжений ($\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$), несколько видоизменяя уравнения теории упр гости. Будем впредь пользоваться этим симметричным тензором напряж ний.

1. Найдем приближенные уравнения состояния упругой ферромагни ной среды, разлагая в степенной ряд по степеням малых параметров од из термодинамических потенциалов. Будем при этом рассматривать квази статические процессы. Выберем в качестве исходного термодинамическо потенциала свободную энергию единицы массы и разложим ее в ряд степеням компонент тензора деформаций ε_{ij}, компонент вектора удел ной намагниченности M_q (магнитного момента единицы массы) и по изм нению температуры ΔT до членов, квадратичных относительно ε_{ij} и Δ и членов шестой степени относительно M_q вблизи состояния $\varepsilon_{ij} = 0$, $M_q = 0$ и $T = T_0$. Изменение свободной энергии единицы массы, как показ Броун [2], при этом равно:

$$dF = H_q\, dM_q + v\,(\sigma_{ij}\, d\varepsilon_{ij}) - s\, dT,$$

где H_q — компоненты вектора напряженности магнитного поля, v — удел ный объем:

$$v = 1/\rho = v_0(1 + \delta_{ke}\varepsilon_{ke}),$$

ρ — плотность, s — энтропия единицы массы.

Учитывая инвариантность свободной энергии ферромагнитной сред находящейся в размагниченном состоянии, относительно операции си метрии R [3], принимая во внимание соотношения:

$$H_q = \left(\frac{\partial F}{\partial M_q}\right)_{\varepsilon T}, \quad \sigma_{fg} = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon_{fg}}\right)_{MT}, \quad s = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_{\varepsilon M},$$

вытекающие из (1), независимость результата дифференцирования п взятии частных производных от свободной энергии от порядка диффере цирования и переходя к новым переменным: намагниченности J_q (м гнитному моменту единицы объема)

$$J_q = M_q/v$$

и энтропии единицы объема S:

$$S = s/v,$$

учим следующие уравнения состояния (ограничиваясь линейными нами относительно ε_{ij} и ΔT и членами пятой степени относительно J_q):

$$\sigma_{fg} = \sigma^0_{fg} + C^{0*JT}_{fgij}\varepsilon_{ij} + \beta^{0*J}_{fg}\Delta T + \frac{1}{2}Q^{0*T}_{mnfg}J_mJ_n + \frac{1}{2}f^{0*T}_{mnfgij}J_mJ_n\varepsilon_{ij} +$$
$$+ \frac{1}{2}m^{0*}_{mnfg}J_mJ_n\Delta T + \frac{1}{24}\Lambda^{0*T}_{mnpqfg}J_mJ_nJ_pJ_q +$$
$$+ \frac{1}{24}N^{0*T}_{mnpqfgij}J_mJ_nJ_pJ_q\varepsilon_{ij} + \frac{1}{24}K^{0*}_{mnpqfg}J_mJ_nJ_pJ_q\Delta T, \qquad (6)$$

$$H_s = \gamma^{0\varepsilon T}_{sm}J_m + Q^{0T}_{smij}J_m\varepsilon_{ij} + p^{0\varepsilon}_{sm}J_m\Delta T + \frac{1}{6}t^{0\varepsilon T}_{smnp}J_mJ_nJ_p +$$
$$+ \frac{1}{6}\Lambda^{0T}_{smnpij}J_mJ_nJ_p\varepsilon_{ij} + \frac{1}{6}\varphi^{0\varepsilon}_{smnp}J_mJ_nJ_p\Delta T + \frac{1}{120}\Phi^{0\varepsilon T}_{smnpqr}J_mJ_nJ_pJ_qJ_r +$$
$$+ \frac{1}{120}L^{0T}_{smnpqrij}J_mJ_nJ_pJ_qJ_r\varepsilon_{ij} + \frac{1}{120}\Omega^{0\varepsilon}_{smnpqr}J_mJ_nJ_pJ_qJ_r\Delta T, \qquad (7)$$

$$\Delta Q = Q - Q^0 = \rho C^{\varepsilon J}_0\Delta T - T\beta^{0J}_{ij}\varepsilon_{ij} - \frac{1}{2}Tp^{0\varepsilon}_{mn}J_mJ_n -$$
$$- \frac{1}{2}Tr^{0\varepsilon}_{mn}J_mJ_n\Delta T - \frac{1}{2}Tm^0_{mnij}J_mJ_n\varepsilon_{ij} - \frac{1}{24}T\varphi^{0\varepsilon}_{mnpq}J_mJ_nJ_pJ_q -$$
$$- \frac{1}{24}TK^0_{mnpqij}J_mJ_nJ_pJ_q\varepsilon_{ij} - \frac{1}{24}T\psi^{0\varepsilon}_{mnpq}J_mJ_nJ_pJ_q\Delta T, \qquad (8)$$

$$Q = TS. \qquad (9)$$

Эти уравнения можно получить эквивалентным путем, переходя к пе-енным J_q и S уже в (1) и выбирая в качестве исходного термодина-еского потенциала величину $F' = F/v_0$.

Уравнения состояния (6) — (8) являются фактически разложениями H_s и $-S$ в степенные ряды по ε_{ij}, J_m и ΔT, а тензорные коэффи-нты разложения, фигурирующие в них, являются соответствующими сными производными от σ_{fg}, H_s и $-S$, взятыми в точке $\varepsilon_{ij} = 0$, $= 0$ и $\Delta T = 0$.

Между некоторыми из этих тензорных постоянных имеются опреде-ные связи, а именно:

$$\left.\begin{aligned}
\beta^{0*}_{ij} &= \beta^0_{ij} + S^0\delta_{ij},\\
Q^{0*}_{mnfg} &= Q^0_{mnfg} - \gamma^0_{mn}\delta_{fg},\\
f^{0*}_{mnfgij} &= f^0_{mnfgij} - Q^0_{mnij}\delta_{fg} + \gamma^0_{mn}\delta_{fg}\delta_{ij},\\
m^{0*}_{mnfg} &= m^0_{mnfg} - p^0_{mn}\delta_{fg},\\
\Lambda^{0*}_{mnpqfg} &= \Lambda^0_{mnpqfg} - 3t^0_{mnpq}\delta_{fg},\\
N^{0*}_{mnpqfgij} &= N^0_{mnpqfgij} - 3\Lambda^0_{mnpqij}\delta_{fg} + 3t^0_{mnpq}\delta_{fg}\delta_{ij},\\
K^{0*}_{mnpqfg} &= K^0_{mnpqfg} - 3\varphi^0_{mnpq}\delta_{fg},\\
C^{0*}_{fgij} &= C^0_{fgij} - \sigma^0_{fg}\delta_{ij},
\end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

$$\left.\begin{aligned}
C^0_{fgij} &= \left(\frac{\partial^2 F'}{\partial\varepsilon_{fg}\,\partial\varepsilon_{ij}}\right)^0 = \frac{1}{v_0}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\varepsilon_{fg}\,\partial\varepsilon_{ij}}\right)^0,\\
f^0_{mnfgij} &= \left(\frac{\partial Q_{mnfg}}{\partial\varepsilon_{ij}}\right)^0,\quad N^{\ 0}_{mnpqfgij} = \left(\frac{\partial\Lambda_{mnpqfg}}{\partial\varepsilon_{ij}}\right)^0.
\end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Постоянные, не отмеченные звездочкой, выражаются при этом че частные производные свободной энергии F или F'.

Разница в величинах постоянных, отмеченных и не отмеченных зв дочкой, обусловлена тем, что, в отличие от обычных аналогичных рассм рений магнитострикционных или электрострикционных сред, в выражен для изменения свободной энергии (1) учитывается изменение удельно объема, происходящего в процессе деформации. Эта разница обычно велика.

Оценим, например, различие по величине между постоянными Q^{0}_{m} и Q^{0}_{mnfg}, характеризующими магнитомеханические свойства ферромаг тиков, для случая изотропных поликристаллических ферромагнетик Из (6) следует (полагая $\sigma_{fg} - \sigma^{0}_{fg} = 0$, $\Delta T = 0$ и ограничиваясь толь квадратичными членами разложения), что по порядку величи

$Q^{0*}_{3333} \sim \frac{\lambda_{(s)} C^{0}_{3333}}{J^{2}_{(s)}}$, где $\lambda_{(s)}$ и $J_{(s)}$ — магнитострикция и намагниченно насыщения. Полагая $\lambda_{(s)} \sim 10^{-5}$, $J_{(s)} \sim 1000$ Gs и $C^{0}_{3333} \sim 10^{12}$ дин см получим $Q^{0*}_{3333} \sim 10$. Принимая во внимание второе из соотношений (1 а также, что $\gamma^{0}_{33} = \frac{1}{\chi^{0}_{33}}$, где χ^{0}_{33} — обратимая восприимчивость ($\chi^{0}_{33} \sim 10$ $\div 100$), приходим к заключению, что обычно различие в величин Q^{0*}_{mnfg} и Q^{0}_{mnfg} может составлять проценты и менее процента.

Физический смысл различия между Q^{0*}_{mnfg} и Q^{0}_{mnfg} станет еще бо ясным, если учесть, что согласно (7), даже при отсутствии явле магнитострикции, т. е. когда $Q^{0*}_{mnfg} = 0$, а $Q^{0}_{mnfg} = \gamma^{0}_{mn}\delta_{fg}$, деформац связанная с изменением объема (при заданной напряженности магнитн поля), в поляризованном ферромагнетике должна приводить к изменен намагниченности (а не M_q) на величину, пропорциональную намагнич ности поляризации и изменению объема.

Не все компоненты тензорных постоянных, фигурирующих в (6)—(не зависят одна от другой. Индексы fg, ij, kl у этих постоянных ука вают на то, что производные берутся по деформациям, а индексы m, n, p r, s — что производные берутся по намагниченности. Используя свойс независимости результата дифференцирования при взятии частных про водных от свободной энергии от порядка дифференцирования, мож показать, что компоненты какого-либо тензора, не отмеченного звезд кой, с переставленными между собой индексами m, n, p, q, ... или пе ставленными между собой парами индексов fg, ij, ... равны между соб Так как тензоры σ_{ij} и ε_{ij} являются симметричными, то компоненты т зоров с переставленными между собой индексами f и g, i и j, .. каждой паре индексов fg, ij, ... также равны между собой.

Учитывая приведенные выше свойства, а также (10), приходим заключению, что тензоры второго ранга γ^{0}_{ij}, β^{0}_{ij}, p^{0}_{mn}, r^{0}_{mn} и β^{0*}_{ij} име только 6 независимых компонент; тензоры четвертого ранга Q^{0}_{mnij}, m^{0}_{m} Q^{0*}_{mnij} и m^{0*}_{mnij} имеют 36, тензор C^{0}_{fgij} — 21 и тензоры t^{0}_{mnpq}, φ^{0}_{mnpq} и ψ^{0}_{mnpq} 15 независимых компонент; тензор шестого ранга f^{0}_{mnfgij} имеет 1 тензоры K^{0}_{mnpqij}, Λ^{0}_{mnpqij}, K^{0*}_{mnpqij} и Λ^{0*}_{mnpqij} — 90 и тензоры Φ^{0}_{mnpqrs} Ω^{0}_{mnpqrs} — 28 независимых компонент; тензор восьмого ранга N^{0}_{mnpq} имеет 315, а тензор $L^{0}_{mnpqrsij}$ — 168 независимых компонент. Число не висимых компонент тензоров C^{0*}_{fgij}, f^{0*}_{mnfgij} и $N^{0*}_{mnpqfgij}$ будет больше, у соответствующих тензоров, не отмеченных звездочкой, так как, согла (10), компоненты этих тензоров с переставленными между собой пара индексов fg и ij не равны между собой. Однако и на эти компонен накладываются дополнительные условия, определяемые (10).

Число независимых компонент соответствующих тензорных постоянных определяется также симметрией магнитоупругой среды. Исходя из условий симметрии, можно, например, показать, что для среды, обладающей кубической симметрией (к. с.), и для изотропной среды (и. с.) тензорные постоянные второго ранга будут обладать одной независимой компонентой, тензоры четвертого ранга Q^0_{mnij}, m^0_{mnij} и C^0_{fgij} — тремя (к. с.) и двумя (и. с.), тензоры t^0_{mnpq}, Φ^0_{mnpq} и Ψ^0_{mnpq} — двумя (к. с.) и одной (и. с.) независимыми компонентами, тензоры шестого ранга f^0_{mnfgij} — пятью (к. с.) и четырьмя (и. с.), тензоры Λ^0_{mnpqij} и K^0_{mnpqij} — шестью (к. с.) и двумя (и. с.), тензоры Φ^0_{mnpqrs} и Ω^0_{mnpqrs} — тремя (к. с.) и одной (к. с.) независимыми компонентами, а тензор восьмого ранга $N^0_{mnpqfgij}$ — семнадцатью (к. с.) и шестью (и. с.), тензор $L^0_{mnpqrsij}$ — четырьмя (к. с.) и одной (и. с.) независимыми компонентами.

2. Получим уравнения состояния для поляризованной магнитоупругой среды, исходя из уравнений состояния для неполяризованной среды (1) — (8). Рассмотрим при этом магнитоупругую среду, являющуюся в намагниченном состоянии магнитно- и упругоизотропной средой.

Представим намагниченность J_q состоящей из двух слагаемых: постоянной слагаемой J_0 (намагниченности поляризации), которую будем считать ориентированной вдоль оси Z, и переменной слагаемой J'_q. Будем также полагать, что $J'_q \ll J_0$ и J'_q имеет тот же порядок малости, как ε и ΔT. Используем далее соотношения между компонентами тензорных постоянных, вытекающие из условий симметрии для исходной магнитно-упругоизотропной среды, а также соотношения (10). Чтобы не учитывать анизотропии, обусловленной начальными напряжениями, будем полагать их равными нулю.

В результате соответствующих преобразований, отбрасывая знак штрих у переменной J'_q, получим следующие уравнения состояния поляризованной магнитоупругой среды:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_i - \sigma_i^0 &= C_{ij}^{JT}\varepsilon_j + h^{*T}_{mi}J_m + \beta_i^{*J}\Delta T, \\ H_n - H_n^0 &= h^T_{nj}\varepsilon_j + \gamma^{\varepsilon T}_{mn}J_m + p_n^{\varepsilon}\Delta T, \\ \Delta Q - \Delta Q^0 &= -T\beta^J_j\varepsilon_j - Tp^{\varepsilon}_m J_m + \rho C^{\varepsilon J}\Delta T, \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Здесь индексы i, j, m и n принимают значения $i, j = 1, \ldots, 6$, m и $n = 1, 2, 3$. Тензорные постоянные, входящие в (12), выражаются при этом в виде степенных рядов по намагниченности поляризации. Сравнивая эти ряды друг с другом, можно установить следующие соотношения для компонент тензорных постоянных, отличных от нуля.

Тензор изотермической величины обратной восприимчивости, измеренной при постоянных деформациях, определяющей магнитные свойства магнитоупругой среды:

$$\gamma^{\varepsilon T}_{mn} = \left(\frac{\partial H_n}{\partial J_m}\right)_{\varepsilon T}, \tag{13}$$

$$\gamma^{\varepsilon T}_{33} = \gamma^{0T} + \frac{1}{2}t^0_{11}J_0^2 + \frac{1}{24}\Phi^0_1 J_0^4, \tag{14}$$

$$\gamma^{\varepsilon T}_{11} = \gamma^{\varepsilon T}_{22} = \gamma^{0T} + \frac{1}{6}t^0_{11}J_0^2 + \frac{1}{120}\Phi^0_1 J_0^4. \tag{15}$$

При этом напряженность магнитного поля поляризации:

$$H^0_3 = \left(\gamma^{0T} + \frac{1}{6}t^0_{11}J_0^2 + \frac{1}{120}\Phi^0_1 J_0^4\right)J_0. \tag{16}$$

Тензоры изотермической магнитострикционной постоянной, определяю магнитомеханические свойства:

$$h_{mi}^{*T} = \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial J_m}\right)_{\varepsilon T}, \quad h_{mi}^{T} = \left(\frac{\partial H_m}{\partial \varepsilon_i}\right)_{JT},$$

$$\left.\begin{aligned} h_{33}^{*T} &= Q_{11}^{0*} J_0 + \frac{1}{6}\Lambda_1^{0*} J_0^3 + \frac{1}{120} L_1^{0*} J_0^3, \\ h_{31}^{*T} &= h_{32}^{*T} = Q_{12}^{0*} J_0 + \frac{1}{6}\Lambda_2^{0*} J_0^3 + \frac{1}{7}\frac{1}{120} L_1^{0*} J_0^5, \end{aligned}\right\}$$

$$h_{24}^{*T} = h_{15}^{*T} = h_{24}^{T} = h_{15}^{T} = \frac{1}{2}(Q_{11}^{0*} - Q_{12}^{0*}) J_0 + \frac{1}{24}(\Lambda_1^{0*} - \Lambda_2^{0*}) J_0^3 + \frac{1}{7}\frac{1}{120} L_1^{0*} J_0^5,$$

$$h_{33}^{T} = h_{33}^{*T} + \gamma_{33}^{\varepsilon T} J_0, \quad h_{31}^{T} = h_{32}^{T} = h_{31}^{*T} + \gamma_{33}^{\varepsilon T} J_0.$$

Тензор изотермического модуля упругости, измеренного при постоянн намагниченности, определяющий механические свойства:

$$C_{ij}^{JT} = \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial \varepsilon_j}\right)_{JT},$$

$$\left.\begin{aligned} C_{33}^{JT} &= C_{11}^{0T} + \frac{1}{2} f_1^{0*} J_0^2 + \frac{1}{24} N_1^{0*} J_0^4, \\ C_{11}^{JT} &= C_{22}^{JT} = C_{11}^{0T} + \frac{1}{2} f_2^{0*} J_0^2 + \frac{1}{24} N_2^{0*} J_0^4, \\ C_{12}^{JT} &= C_{21}^{JT} = C_{12}^{0T} + \frac{1}{2} f_4^{0*} J_0^2 + \frac{1}{24} N_4^{0*} J_0^4, \\ C_{12}^{JT} &= C_{23}^{JT} = C_{12}^{0T} + \frac{1}{2} f_3^{0*} J_2^0 + \frac{1}{24} N_3^{0*} J_0^4, \end{aligned}\right\}$$

$$C_{31}^{JT} = C_{32}^{JT} = C_{13}^{JT} + \frac{1}{2}(Q_{11}^{0*} - Q_{12}^{0*}) J_0^2 + \frac{1}{8}(\Lambda_1^{0*} - \Lambda_2^{0*}) J_0^4,$$

$$C_{66}^{JT} = \frac{1}{2}(C_{11}^{JT} - C_{12}^{JT}),$$

$$C_{44}^{JT} = C_{55}^{JT} = \frac{1}{4}(C_{11}^{JT} + C_{33}^{JT} - C_{13}^{JT} - C_{31}^{JT}) + \frac{1}{24} N_5^0 J_0^4.$$

При этом напряжения, обусловленные поляризацией в зажатом ферр магнетике:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_3^0 &= \frac{1}{2} Q_{11}^{0*} J_0^2 + \frac{1}{24}\Lambda_1^{0*} J_0^4 + \frac{1}{720} L_1^{0*} J_0^6, \\ \sigma_1^0 &= \sigma_2^0 = \frac{1}{2} Q_{12}^{0*} J_0^2 + \frac{1}{24}\Lambda_2^{0*} J_0^4 + \frac{1}{7}\frac{1}{720} L_1^{0*} J_0^6. \end{aligned}\right\}$$

Тензор термомагнитной постоянной, измеренной при постоянных дефо мациях, определяющий термомагнитные свойства:

$$p_n^{\varepsilon} = \left(\frac{\partial H_n}{\partial T}\right)_{\varepsilon J} = -\left(\frac{\partial S}{\partial J_n}\right)_{\varepsilon T},$$

$$p_3^{\varepsilon} = p^0 J_0 + \frac{1}{6}\varphi_1^0 J_0^3 + \frac{1}{120}\Omega_1^0 J_0^5.$$

плоемкость, измеренная при постоянных деформациях и намагничен-
ти, определяющая тепловые свойства:

$$C^{\varepsilon J} = C_0^{\varepsilon} - \frac{T}{\rho}\left(\frac{1}{2} r_0 J_0^2 + \frac{1}{24}\psi_1^0 J_0^4\right). \tag{29}$$

этом количество тепла, выделившегося при поляризации:

$$\Delta Q^0 = -T\left(\frac{1}{2} p^0 J_0^2 + \frac{1}{24}\varphi_1^0 J_0^4 + \frac{1}{720}\Omega_1^0 J_0^6\right). \tag{30}$$

зоры температурного коэффициента механических напряжений, изме-
ные при постоянной намагниченности, определяющие термомехани-
кие свойства:

$$\beta_i^{*J} = \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial T}\right)_{\varepsilon J}, \quad \beta_i^J = -\left(\frac{\partial S}{\partial \varepsilon_i}\right)_{JT}, \tag{31}$$

$$\left.\begin{aligned} \beta_3^{*J} &= \beta^0 + \frac{1}{2} m_{11}^{0*} J_0^2 + \frac{1}{24} K_1^{0*} J_0^4, \\ \beta_1^{*J} &= \beta_2^{*J} = \beta^0 + \frac{1}{2} m_{12}^{0*} J_0^2 + \frac{1}{24} K_2^{0*} J_0^4, \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

$$\beta_3^J = \beta_3^{*J} - S^0, \quad \beta_1^J = \beta_2^J = \beta_1^{*J} - S^0. \tag{33}$$

Постоянные коэффициенты $\gamma^{0T}, \ldots, t_{11}^0, \ldots, Q_{11}^{0*}, \ldots, K_2^{0*}$ суть некото-
е независимые компоненты тензоров, фигурирующих в (6) — (8). Они
итаются не зависящими от намагниченности поляризации. Однако они
гут быть функциями деформаций и температуры.

Число членов разложения, которыми следует ограничиться в выра-
ниях для зависимости тензорных постоянных от намагниченности
ляризации, определяется из опыта в зависимости от интервала изме-
ния J_0.

Сравнивая между собой ряды (16), (14) и (15), а также учитывая
ределение величины обратной восприимчивости, приходим к выводу, что
рмулу (16) можно записать в виде *:

$$H_3^0 = \int_0^{J_0} \gamma_{33}^{\varepsilon T}(J_3)\, dJ_3 = \gamma_{11}^{\varepsilon T} J_0. \tag{34}$$

тех же соображений, а также на основании (18) и (28) формулы
6) и (30) можно записать в виде:

$$\sigma_3^0 = \int_0^{J_0} h_{33}^{*T}(J_3)\, dJ_3, \quad \sigma_1^0 = \sigma_2^0 = \int_0^{J_0} h_{31}^{*T}(J_3)\, dJ_3 \tag{35}$$

$$\Delta Q^0 = -T\int_0^{J_0} p_3^{\varepsilon}(J_3)\, dJ_3. \tag{36}$$

основании формул (22) — (25), принимая во внимание дифференциаль-
е связи, существующие между тензорными коэффициентами f_{mnjgij}^{0*},
$_{npqjgij}$ и Q_{mnjg}^{0*}, Λ_{mnpqjg}^{0*}, которые вытекают из (6) — (8), и учитывая
рмулы (18) — (19), получим, что формулы (22) — (25) можно записать
виде:

$$C_{ij}^{JT} = C_{ij}^{0T} + \frac{\partial}{\partial \varepsilon_j}\int_0^{J_0} h_{3i}^{*T}(J_3)\, dJ_3. \tag{37}$$

* Под $\gamma_{33}^{\varepsilon T}(J_3)$ в (34) понимается выражение (14), в котором вместо J_0 следует под-
вить J_3.

Из тех же соображений, на основании формул (28) и (16) или (18), (
и (28) формулы (29) или (32) и (33) можно записать в виде:

$$C^{\varepsilon J} = C_0^{\varepsilon} - \frac{T}{\rho}\frac{\partial^2}{\partial T}\int_0^{J_0} p_3^{\varepsilon}(J_3)\,dJ_3 = C_0^{\varepsilon} - \frac{T}{\rho}\frac{\partial^2}{\partial T^2}\int_0^{J_0} H_3(J_3)\,dJ_3, \qquad (3$$

$$\beta_i^{*J} = \beta_i^0 + \frac{\partial}{\partial T}\int_0^{J_0} h_{3i}^{*T}(J_3)\,dJ_3, \quad \beta_i^J = \beta_i^0 + \frac{\partial}{\partial \varepsilon_i}\int_0^{J_0} p_3^{\varepsilon}(J_3)\,dJ_3. \qquad (3$$

Интересно отметить также следующее обстоятельство: если сравни
между собой ряды (15) и (14) или (18) и (19), легко заметить, что фо
мально выражения (15) и (19) можно получить из следующих соотн
шений:

$$\gamma_{11}^{\varepsilon T} = \gamma_{22}^{\varepsilon T} = \frac{1}{J_0}\int_0^{J_0} \gamma_{33}^{\varepsilon T}(J_3)\,dJ_3, \qquad (15$$

$$h_{24}^{*T} = \frac{1}{J_0}\int_0^{J_0} [h_{33}^{*T}(J_3) - h_{31}^{*T}(J_3)]\,dJ_3. \qquad (19$$

3. Проанализируем получившиеся соотношения. Во-первых, в отлич
от обычных рассмотрений аналогичных уравнений состояния для пьез
электрических или поляризованных электрострикционных сред (см., н
пример, [4—7]), постоянные h_{mi}^{*T} и h_{mi}^{T} или β_i^{*J} и β_i^J согласно (20) и (3
соответственно не равны между собой. Физический смысл этого неравенст
заключается в том, что если среда не обладает магнитострикционным
свойствами ($h_{mi}^{*T} = 0$) или ее коэффициент термического расширения раве
нулю (что соответствует случаю $\beta_i^{*J} = 0$), то при деформации из-за изм
нения удельного объема происходит изменение намагниченности J_q (а
M_q) или тепла ΔQ, приходящегося на единицу объема. Во-вторы
настоящий метод позволяет установить дополнительные связи:

1) между компонентами какой-либо тензорной постоянной, которы
исходя из условий симметрии для поперечноизотропной среды (как
является рассматриваемая поляризованная магнитоупругая среда), сч
таются независимыми (см., например, (14) и (15) или (18) и (19
2) между компонентами различных постоянных (см., например, (37) — (39
а также удобно записать зависимость тензорных постоянных от намагн
ченности поляризации.

Постоянные $\gamma_{11}^{\varepsilon T}$ и $\gamma_{33}^{\varepsilon T}$, а также h_{33}^{*T}, h_{31}^{*T} и h_{42}^{*T} в известном смыс
являются зависимыми, так как если, например, получить эксперим
тальную зависимость постоянных $\gamma_{33}^{\varepsilon T}$ или h_{33}^{*T} и h_{31}^{*T} от намагниченнос
поляризации J_0, то, принимая во внимание, что ряды для $\gamma_{11}^{\varepsilon T}$ или h
согласно (15) — (14) или (19) — (18) содержат точно такие же постоянн
коэффициенты разложения, как и ряды для $\gamma_{33}^{\varepsilon T}$ или h_{33}^{*T} и h_{31}^{*T} (они ра
личаются лишь вполне определенными численными множителями пр
этих постоянных коэффициентах), мы непосредственно по (15) и (1
(или (15′) и (19′)) можем вычислить величину постоянных $\gamma_{11}^{\varepsilon T}$ и h_{42}^{*T}
их зависимость от намагниченности поляризации J_0.

Если в выражении для зависимости магнитострикционной постоянно
от намагниченности поляризации можно ограничиться одним линейны
членом разложения, что в известном интервале изменения J_0 в некоторы
ферромагнетиках вполне допустимо, то между компонентами h_{24}^{*T}, h_{33}^{*T} и h
имеется более простая связь; как видно из (19) и (18):

$$h_{24}^{*T} = \frac{1}{2}(h_{33}^{*T} - h_{31}^{*T}). \tag{40}$$

Следует также отметить, что, как еще отметил Броун [1], в поляри-нной среде компоненты тензора модуля упругости C_{31}^{JT} и C_{13}^{JT}, вообще ря, не равны друг другу, а следовательно, тензор C_{ij}^{JT} должен иметь ь независимых компонентов. По полученным формулам можно оценить различие. Как видно из (23) и (26), различие по величине между и C_{13}^{JT} по порядку величины равно разнице в величинах напряжений σ_1^0, возникающих в зажатом со всех сторон ферромагнетике при его гничивании от 0 до J_0 в результате явления магнитострикции. напряжения по порядку величин равны (или меньше) $C_{33}^{JT}\lambda_{(s)}$. Таким зом

$$(C_{31}^{JT} - C_{13}^{JT}) / C_{33}^{JT} \sim \lambda_{(s)}.$$

нимая во внимание, что $\lambda_{(s)} \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$, приходим к заключению, практически

$$C_{31}^{JT} = C_{13}^{JT}. \tag{41}$$

им образом тензор модуля упругости имеет пять независимых ком-нт, а с точностью до членов квадратичных относительно намагни-гости поляризации, как это видно из (25), четыре независимых ком-нты. Формулы (22)—(25) определяют анизотропию так называемых и ΔG-эффектов.

В магнитноупругих средах, в которых можно пренебречь объемной итострикцией по сравнению с линейной, на первое уравнение (12) $\Delta T = 0$ и $\sigma_i - \sigma_i^0 = 0$ можно наложить дополнительное условие $\varepsilon_2 + \varepsilon_3 = 0$, которое еще более снизит число независимых постоянных ора h_{mi}^{*T}. В этом случае:

$$h_{31}^{*T} = -h_{33}^{*T}(C_{11}^{JT} + C_{12}^{JT} - 2C_{13}^{JT})/2(C_{33}^{JT} - C_{13}^{JT}), \tag{42}$$

в приближении $C_{11}^{JT} \approx C_{33}^{JT}$, $C_{12}^{JT} \approx C_{13}^{JT}$:

$$h_{31}^{*T} = -\frac{1}{2} h_{33}^{*T}. \tag{42'}$$

. Для практических расчетов в качестве независимых термодинами-их переменных часто удобнее пользоваться не J_q, ε_i и T, а другими менными. Переход к новым термодинамическим переменным легко звести путем алгебраических преобразований, разрешая систему внений (12) относительно интересующих нас переменных.

Если в качестве независимых переменных выбрать ε_j, H_m и T, полу-следующие уравнения состояния:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_i - \sigma_i^{0HT} &= C_{ij}^{HT}\varepsilon_j + e_{mi}^{*T}H_m + \beta_i^{*H}\Delta T, \\ J_n - J_n^{0\varepsilon T} &= -e_{nj}^{T}\varepsilon_j + \chi_{mn}^{\varepsilon T}H_m - q_n^{\varepsilon}\Delta T, \\ \Delta Q - \Delta Q_0^{\varepsilon H} &= -T\beta_j^{H}\varepsilon_j - Tq_m^{\varepsilon}H_m + \rho C^{\varepsilon H}\Delta T. \end{aligned}\right\} \tag{43}$$

в качестве независимых переменных выбрать σ_i, J_n и T, то

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_j - \varepsilon_j^{0JT} &= s_{ji}^{JT}\sigma_i - g_{nj}^{*T}J_n - \alpha_j^{*J}\Delta T, \\ H_m - H_m^{0\sigma T} &= g_{mi}^{T}\sigma_i + \gamma_{mn}^{\sigma T}J_n + p_m^{*\sigma}\Delta T, \\ \Delta Q - \Delta Q_0^{\sigma J} &= -T\alpha_i^{J}\sigma_i - Tp_n^{\sigma}J_n + \rho C^{\sigma J}\Delta T. \end{aligned}\right\} \tag{44}$$

в качестве независимых переменных выбрать σ_i, H_m и T, то:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_j - \varepsilon_j^{0HT} &= s_{ij}^{HT}\sigma_i - d_{mj}^{*T}H_m - \alpha_j^{*H}\Delta T, \\ J_n - J_n^{0\sigma T} &= -d_{ni}^{T}\sigma_i + \chi_{nm}^{\sigma T}H_m - q_n^{*\sigma}\Delta T, \\ \Delta Q - \Delta Q_0^{\sigma H} &= -T\alpha_i^{H}\sigma_i - Tq_m^{\sigma}H_m + \rho C^{\sigma H}\Delta T. \end{aligned}\right\}$$

Тензорные постоянные, входящие в уравнения состояния (43)–(45), выражаются через соответствующие тензорные постоянные (13)—(3 а также друг через друга. Эти соотношения получаются автоматиче в процессе алгебраических пресбразований к новым переменным. Они а логичны соотношениям, приводимым, например, в [4—6] для соотв ствующих постоянных в случае пьезоэлектриков или поляризован сегнетоэлектриков.

Выбирая в качестве независимых переменных не T, а энтропию легко получить соотношения между изотермическими и адиабатически значениями соответствующих тензорных постоянных.

5. В заключение следует отметить, что полученные выводы могут б применены для электрострикционных сред типа керамик из титаната бар Для этого надо произвести замену $H_q \to E_q, J_q \to P_0, J_0 \to P_0$, где E_q—нап женность электрического поля, а P_q— электрическая поляризация (эл трический момент единицы объема).

Институт физики металлов
Уральского филиала АН СССР

Цитированная литература

1. Brown W. F., Jr., Rev. Mod. Phys., 25, 131 (1953).
2. Brown W. F, Jr., Am. J. Phys., 19, 290, 333 (1951).
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика.— ГИТТЛ, М.— 1951.
4. Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультрааку ке.— ИЛ, М., 1952.
5. Devonshire A. F., Phil. Mag., 42, 1065 (1951); Проблемы современной физ *6*, 50. — ИЛ, М., 1953.
6. Haskins J. F., Hickman J. S., JASA, 22, 584 (1950).
7. Кэди У., Пьезоэлектричество и его практические применения.— ИЛ, М., 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. Ф. БЕЙТС

КОТОРЫЕ НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ФИГУРАМИ БИТТЕРА

Лабиринтные фигуры

В данном сообщении я хочу описать некоторые новые эксперименты порошковым фигурам Биттера, которые были проведены в Ноттингаме последние годы. Вначале я буду говорить о некоторых работах по качественному изучению лабиринтных фигур. Очень странно, что, хотя лабиринтная картина осадка была описана одной из первых, если не раньше других, количественных и систематических работ по ее изучению, ется, не было опубликовано до последнего года. Лишь недавно Шика- и Сузуки [1] опубли- али работу о лабиринтных урах в кремнистом же- , в которой они иссле- али изменение этих фигур постепенном удалении тролитической полиров- напряженных поверх- тных слоев.

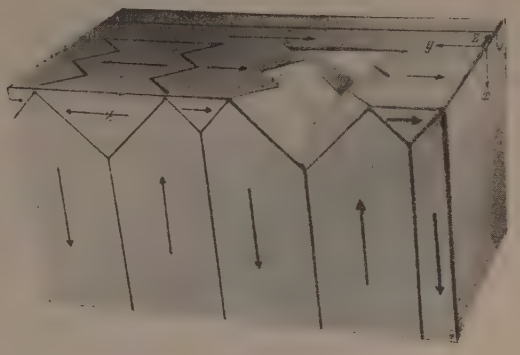


Рис. 1. Модель, объясняющая лабиринтные порошковые фигуры

Из этих экспериментов, бенно из тех, при кото- напряжения произво- ись путем царапания по- хности, авторы вывели лючение, что лабиринтные ены можно представлять особого рода замыкаю- е домены, которые служат для замыкания магнитного потока основных, кащих ниже, доменов. Структура, которую Шиказуми и Сузуки пред- жили в своей статье, пригодна для воспроизведения в форме простейшей ели, которую мы сделали из картона и фотография которой дана на . 1. Посмотрим сейчас, насколько эта модель объясняет некоторые ые фигуры, сфотографированные Девисом и Гриффитсом в моей лабора- ии.

На рис. 2 воспроизведены лабиринтные фигуры, образующиеся на скости (100) монокристалла кремнистого железа, который после обыч- механической шлифовки на наждачной бумаге 0000 был слегка элек- литически отполирован. Умышленно на поверхности его было сделано колько глубоких царапин, которые показаны стрелками на краях фото- фии. Как обычно, для того чтобы сделать фигуры более ясными, перпен- улярно к поверхности было приложено слабое магнитное поле. Как о замечено Шиказуми и Сузуки, ширина лабиринтных доменов тем ьше, чем ближе они находятся к царапинам. Они также указали, что ина домена обратно пропорциональна корню квадратному из величи- напряжений в той области, в которой расположены домены. Случайно иринтные домены приблизительно параллельны направлению легкого агничивания, которое лежит в плоскости, совпадающей с поверхностью зца.

На рис. 3, который, к сожалению, несколько неудачен, показаны бенности, до сих пор не упомянутые, для понимания которых необход видоизменение указанной модели доменной структуры. На нем имеи

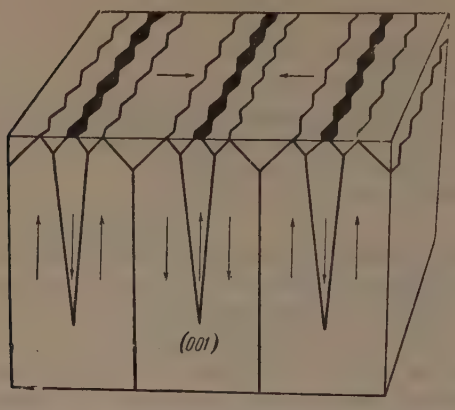


Рис. 5. Новая модель для объяснения лабиринтных фигур и линейных осадков

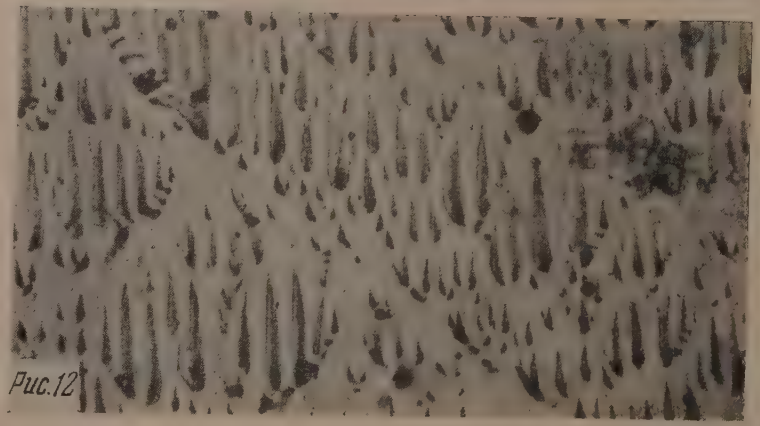
линии свободных полюсов, являющиеся плотными лини осадка, параллельные некото зигзагообразным границам, ходящим на рисунке вертик но. Возможно, конечно, что ч дующиеся зигзагообразные гра цы подавляются действием слаб вертикального поля, и мо предполагать, что это вертика ное поле вызывает появление ний свободных полюсов. На ри на одной фотографии представл структура двух типов: здесь им ся нормальный тип фигур, пер кающих фотографию горизонт но, и, кроме того, имеются ходящие вертикально темные нии коллоида, чередующиес зигзагообразными границами; 90-градусная граница, отмеченная ст кой, проходит между двумя типами структур.

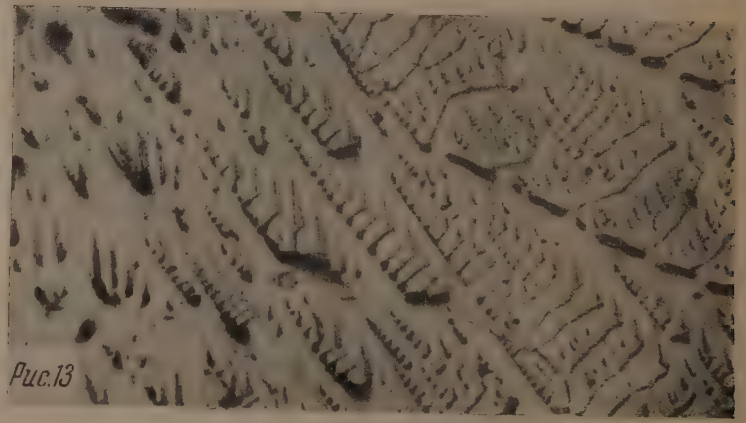
Рис. 7. Домены обратной намагниченности (по Мартину)

На рис. 5 показано изменение первой модели, которое дает возможно объяснить сбразование новых линий. Предполагается, что в обра формируется структура типа, предсказанного Лифшицем [2]. Зигзаго разные замыкающие структуры обусловлены различием в энергии н ряжений этих поверхностных структур и энергии лежащих ниже осн ных доменов. Как указал Лифшиц, если эта энергетическая разн больше единицы, можно ожидать вблизи поверхности разветвления осн ных доменов.

На рис. 4 имеется много игольчатых доменов. Некоторые из них оч чены кружками. Вначале они были приняты за обычные игольча поверхностные домены, формирующиеся на включениях. Это означ

Рис. 2. Лабиринтные порошковые фигуры на поверхности (100) кремнистого железа
Рис. 3. Лабиринтные порошковые фигуры с линиями, вероятно, обусловленными свободными полюсами
Рис. 4. Два типа лабиринтных фигур
Рис. 6. Клинообразные домены, связанные с доменами обратной намагниченности





0,1мм

Рис. 10. Клиновидные фигуры на поверхности мелкозернистого кремнистого железа близкой к плоскости (110) (по Девису). Стрелками обозначена 180°-ная граница

Рис. 11. Большие клиновидные домены, полученные на другом образце (по Девису)

Рис. 12. Клиновидные фигуры и некоторые «головастиковые» фигуры на кристалле при намагниченности вблизи насыщения в направлении [111] (по Девису)

конечно, что поверхностные домены намагничены продольно в соответствии с зигзагообразными границами, что идет вразрез с моделью Шими и Сузуки. Однако рис. 6 (снятый с другого образца) показывает, что эти иглы могут быть связаны с доменами обратной намагниченности, подобными тем, которые описаны Бейтсом и Мартином [3] и которые для примера приведены на рис. 7. На последнем рисунке большие области обратной намагниченности при уменьшении намагничивающего поля распространяются по всей поверхности.

Замыкающая структура, рассчитанная Лифшицем

Как известно, Лифшиц [2] предсказал, что материал, подобный кристаллу, который обладает только одним направлением легкого намагничивания, должен показывать обычную кинжаловидного рода структуру замыкающих доменов, которая приведена на рис. 8, *а*. Однако эта струк-

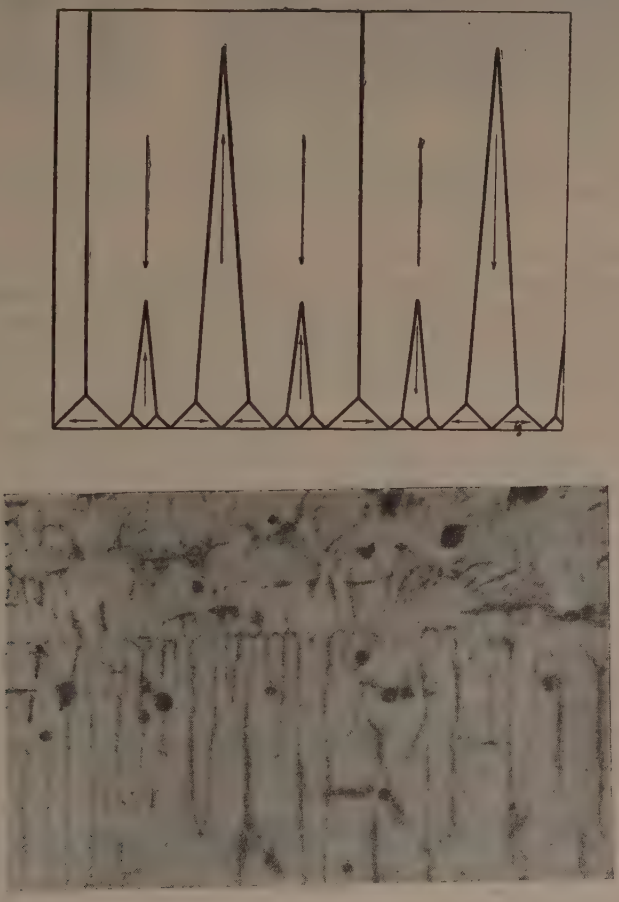
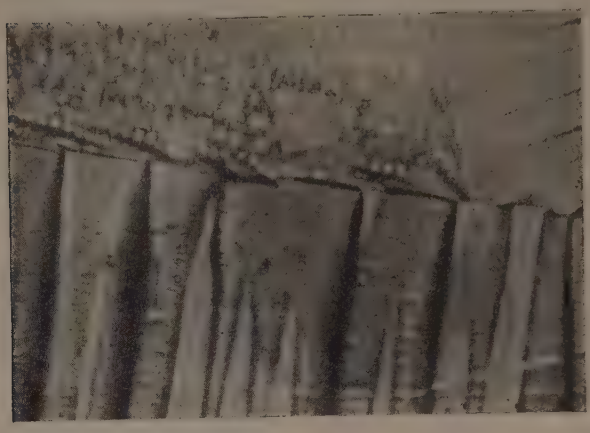


Рис. 8. *а* — схема замыкающих доменов (по Лифшицу), *б* — фигуры Биттера на колюмаксе

а в кобальте никогда не наблюдалась в чистом виде, может быть, потому, что анизотропия его так велика, что маленькие треугольные домены являются ею. Для примера, на рис. 9, *а* и *б* воспроизведены фигуры, полученные соответственно Крейком и Ми на круглом диске, вырезанном из кобальтового кристалла так, чтобы его поверхность была параллельна гексагональной оси. Монокристаллический образец был слегка поврежден во время монтажа, и, кроме того, вблизи одного

из его краев имелось несколько маленьких кристаллитов. Ни на рису
9, *а*, ни на рис. 9, *б* мы не видим маленьких треугольных доменов, п
сказанных Лифшицем. Но мы их видим отчетливо на рис. 8, *б*, получен



а

б

Рис. 9. Фигуры Биттера на кобальте: *а* — на границе зерен (фотография Кре
б — на поврежденной части поверхности (фотография Ми)

П. Ф. Девисом на поверхности образца нераспавшегося сплава колюм
(колюмакс, алькомакс и альнико V), который был закален в масло п
отжига при 940°. Линия, пересекающая фотографию, представляет с
границу между двумя кристаллитами. К границе примыкают боль
кинжаловидные домены обратной намагниченности, тогда как у са
границы имеются маленькие треугольные замыкающие домены, нама
ченные перпендикулярно основным доменам. Дополнительно на крис
лах колюмакса иногда получались древовидные фигуры, подобные
какие были получены на кремнистом железе Бозортом и его сотрудни
и успешно ими объяснены. Действительно, в примыкающем кристалл
который показан на рис. 8, *б*, плоскость (100) почти точно совпада
поверхностью образца, которая и дает хорошие древовидные фиг

Для двух типов «кинжалов», показанных на рис. 8, *а* и *б*, можно
близительно подсчитать теоретическое отношение их длин. К сожале
очень трудно получить фотографии, которые позволили бы сде
удовлетворительные измерения, но из двух достаточно надежных
мерений, которые Девису удалось сделать, мы нашли, что согласие м
экспериментальным и теоретическим значениями этого отношения д
точно хорошее.

Клинообразная и головастиковая доменные структуры

В недавней работе Пакстона и Нилана [4] даны фотографии фигур
лученных на тонких дисках мелкозернистого кремнистого железа, кот
они назвали клиньями. Они нашли, что такие фигуры встречаютс
поверхности, которая близка к плоскости (110), но была отклоне
направления [001] на угол от 4 до 7°. На рис. 10, полученном Дев
край монокристалла прямоугольной формы лежит вверху, в темно
ласти фотографии. Благодаря действию электролитической поли
наружная часть кристалла была закруглена и вблизи кромки, где по
ность наиболее отклонена от правильной кристаллической плос
имеется много «клиньев», которые направлены к краю образца
направления [001]. Кристалл намагничен параллельными полосами
правлением намагниченности или вдоль направления [001], или

равления [001], а по линии, обозначенной стрелками, проходит 180°-
граница между двумя такими полосами.
°ис. 11 получен на другом образце, который состоял из двух кристал-
из которых один примерно в три раза больше, чем второй. Поверх-
ь большего кристалла была сознательно ориентирована под углом 4°
правлению [001]. В середине поверхности расположены очень большие
ньи, которые видны на рисунке. Такая картина типична для состояния
нулевом или слабом полях. Когда прикладывается поле вдоль нап-

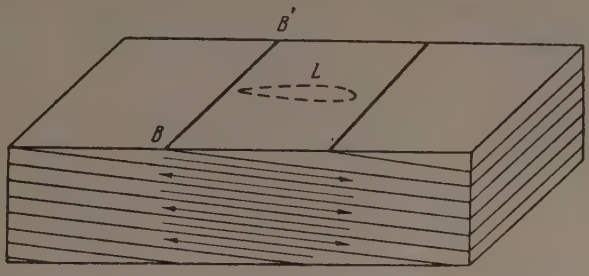


Рис. 14. Схема, иллюстрирующая образование клиновидных порошковых фигур. *BB'* — линия границы двух слоев; намагниченных попеременно в направлении [001] и [00$\bar{1}$] на поверхности образца; *L* — типичное положение клина

ления [100], клинья изменяются произвольным образом. Состояние,
азанное на рис. 12, получено, когда намагниченность кристалла близка
асыщению. На этом рисунке видно, что клинья расположены полосами,
иблизительно параллельными направлению [11$\bar{1}$], а при внимательном
смотрении в некоторых изолированных областях поверхности можно
етить присутствие фигур другого рода, названных Бейтсом и Хартом
«головастиковыми» фигурами.

Вид поверхности вблизи соединения двух кристаллических зерен
действием такого же поля, как поле, при котором получен рис. 12,
казан на рис. 13. На последнем рисунке, полученном на большом кристал-
имеется много «головастиковых» фигур, распространяющихся от гра-
цы зерна, которая находится справа за рисунком. Оси головастико-
дных осадков наклонены примерно на 35° к направлению [001], т. е.
ми «головастики» располагаются вдоль направления [11$\bar{1}$]. Несколько
иньев можно видеть в левой части фотографии.

Пакстон и Нилан наблюдали, что в размагниченном состоянии образ-
и в слабых полях клинья располагаются рядами, параллельными
правлению [1$\bar{1}$0]. Когда они приложили слабое поле приблизительно
оль направления [001], ряды клинообразных фигур попеременно стали
ширяться за счет соседних рядов, но доменные границы между рядами
иньев еще не были видны. Это наводит на мысль, что в слабом и ну-
вом полях основные домены расположены в форме слоев, намагниченных
переменно в направлении [001] и [00$\bar{1}$] так, что их границы пересекают
верхность, находящуюся под наблюдением, серией линий, подобных
'(см. рис. 1). Если границы составляют малый угол с поверхностью на-
юдения, они не могут выявиться плотными линиями коллоида, подоб-
ми *BB'*, так как поля рассеяния около них будут очень малы. Типич-
е положение клина указано на рис. 14 пунктирным контуром *L*.

Рис. 15 иллюстрирует интересное и несбъясненное явление, которое
блюдалось вблизи края кристалла в условиях нулевого поля: клинья
азуют полосы, ширина которых монотонно увеличивается с увеличением
расстояния от края кристалла.

Кроме того, было замечено, что вблизи края кристалла клинья превра-
ются в точки.

Девис предложил модель, которая может объяснить образова «головастиков». Она изображена на рис. 16, из которого мы видим, они могут формироваться при пересечении больших неелевских кли образных замыкающих доменов с поверхностью образца. Если на э пересечении не будет дополнительных доменов, то на его поверхности никнет большой магнитный заряд. Этого не произойдет, если на этой

Рис. 15. Границы клиновидных порошковых фигур вблизи края кристалла (справа)

верхности поместить вспомогательные клинообразные области, замыкающ поток. Они могут быть клинообразными с небольшим зазором между седями; каждый зазор может быть узкой полоской свободных полю и соответственно будет притягивать осадок и образовывать «головастики». Подобное объяснение дано Бейтсом и Ми [6] образованию кружевных фигур на поверхности (110) вырезанного по-неелевски образца кремнистого железа. Узкие полоски лежат параллельно направлению $[11\bar{1}]$, как и для головастиков.

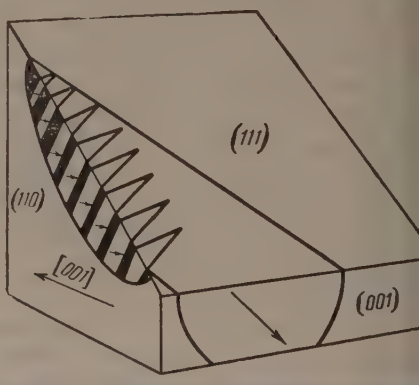


Рис. 16. Модель, иллюстрирующая образование головастиковых порош ковых фигур

Бейтс и Харт провели специальное изучение порошковых фигур, обнаруженных на поверхностях поликристаллов, для того чтобы посмотреть насколько они воспроизводят фигуры, найденные на монокристаллах. Они использовали текстурированное кремнистое железо, потому что в нем плоскости пересечения некоторых из зерен в образце с его пове ностью близки к плоскости (110). Поэтому неудивительно, что нашли фигуры, бывшие обыкновенными кружевными (шнуро-об ными) фигурами, которые наблюдали Бейтс и Ми на поверхно (110) по-неелевски вырезанного образца. В процессе этой работы б впервые обнаружены «головастиковые» фигуры, а из того факта, что фигуры всегда встречаются вблизи края кристалла, было сделано зак чение, что они являются особого типа замыкающей структурой, ма рующей более простую элементарную доменную структуру и что «ка или головы «головастиков» свидетельствуют о наличии сильно лока зованных полей рассеяния.

Ступенчатые структуры

Если взять прямоугольной формы образец чистого железа или кремнистого железа, каждая грань которого ограничена плоскостью (100) и вырезать один конец так, чтобы он ограничивался поверхностью (111), то на этой поверхности в размагниченном состоянии формируются фигуры Биттера с удивительно тонкой текстурой (рис. 17), с периодичностью около 10^{-4} см, в то время как для основных доменов на смежных поверхностях (100) периодичность порядка 10^{-1} см. Как мы уже видели, Лифшиц предположил, что основные домены будут дробиться вблизи поверхностей, которые ориентированы так, что не содержат направлений легкого намагничивания. В процессе этих экспериментов Мартин попытался связать узоры тонкой структуры на поверхности (111) и чаще в более общем случае на поверхности $(h0l)$ с основными доменными фигурами на соседних поверхностях (100). При этом он обнаружил то, что он назвал ступенчатым расщеплением основных доменов. Пример такого рода фигур показан на фотографиях рис. 18, полученных объяснительной диаграммой. Ясно, что такая структура включает возникновение свободных полюсов, но с нею может быть связана, конечно, значительная магнитострикционная энергия. Фотографии рис. 18 были получены Харрисом на диске, вырезанном из монокристалла 3%-ного кремнистого железа. Его основные поверхности были ориентированы в плоскости (100), а его края были типа $(h0l)$. Верхняя и нижняя фотографии относятся к тем частям плоскости среза, где края соответственно приблизительно совпадают с плоскостями (100) и (001). Благодаря закруглению верхней поверхности во время полировки на этой поверхности видны «елочки», но ступенчатые особенности, тем не менее, хорошо проявляются. Ступени включают два типа доменов: намагниченных параллельно и перпендикулярно относительно намагниченности в основных доменах. Так как диск был тонкий, невозможно было прямо наблюдать фигуры на его краевых поверхностях, но из исследований фигур на главной плоскости можно было сделать заключение о них на краевых плоскостях и найти некоторые обоснования изменению фигур, предсказанных Неелем на плоскости (110) образца, по-неелевски вырезанного вдоль линий, предложенных Лоутоном [7].

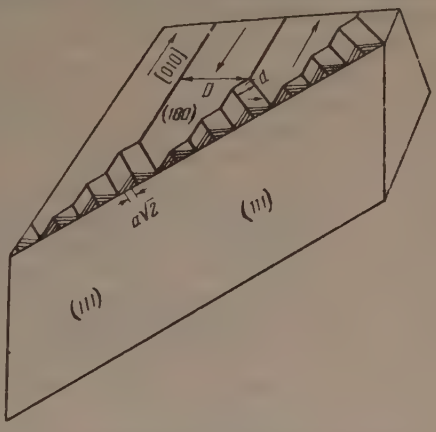


Рис. 19. Теоретический вид ступенчатой структуры

В свете этой работы Мартин предложил доменную структуру, показанную на рис. 19, для случая, в котором верхняя плоскость образца чистого железа совпадает с плоскостью (100), в то время как боковая поверхность есть плоскость (111). Мы видим, что необходимо рассматривать не меньше, чем три различные ширины доменов — D, d и a. Используя известное значение энергии анизотропии и энергии блоховской стенки для железа, Мартин подсчитал на основе этой модели оптимальную величину ширины домена и ее зависимость от размера кристалла. Мы не можем здесь дать детали расчета Мартина, но интересно отметить, что он указал, что оптимальная ширина домена для брусчатого образца прямоугольного сечения, ограниченного с двух сторон плоскостями (111), почти такая же, как для подобного образца, но ограниченного плоскостями (010). Подобным образом были рассмотрены только 180°-ные границы в ступенчатой трактовке, хотя очень часто в размагниченном состоянии находят 90°-ные границы.

Мартин принял в расчет 90°-ные границы и нашел в случае образ ограниченного плоскостями (111), что если все 180°-ные границы за нить 90°-ными границами, то плотность их энергии будет мало отличат Это в высшей степени интересный результат. Эти особенности неслож перенести на оптимальный размер домена, а потому и на процессы намаг чивания поликристаллического железа. Ступенчатая структура зас живает бо́льших теоретических и экспериментальных исследований, это было сделано до сих пор.

Электронномикроскопические исследования

Крейк в содружестве со мной развил недавно новую технику иссле вания фигур Биттера с целью более детального их изучения, а также конечном счете, для исследования самих границ доменов. Для этой це он приготовил с фигур несколько реплик типа тонкой пленки для исс дования или в микроскопе с высокой разрешающей способностью, ил электронном микроскопе.

Крейк вначале приготовил коллоидальный магнетит по рецепту Э мора, достаточно пептизируя осадок, чтобы он хорошо проходил че фильтровальную бумагу. К профильтрованному раствору добавлял 0,1% технического метилового эфира целлюлозы, известного под зав ским названием «целакол» («Celacol»), а затем при помощи повторного ализа с дестиллированной водой из раствора была удалена свободная к лота. Целакол покрывает магнетитовые частицы и сохраняет их в слаб растворе в высокодиспергированном состоянии. Высыхая, капля раств образует аморфную пленку, достаточно жесткую, чтобы с ней манипу ровать и подвергать действию электронного пучка, даже в том случ если она будет толщиной только несколько сот ангстрем. В противопол ность тому коллоидному раствору, который до сих пор применялся в ботах с фигурами Биттера, новый раствор был почти бесцветным, со сла янтарной окраской.

Новый коллоид был впервые испытан на поверхности монокриста кобальта; было обнаружено, что сухую пленку трудно от него отдели поэтому была принята следующая процедура. Была приготовлена тон пленка смолы Formvar'а толщиной около 200 Å, путем погружения предм ного стекла в 0,1%-ный раствор Formvar в этилендихлориде. Пле высушивалась в вертикальном положении. При помощи простых мани ляций в воде пленка снималась со стекла и переносилась на поверхно кобальта (когда применялось кремнистое железо, его поверхность внач защищалась от ржавления тонким слоем кварца, осажденного распы нием в вакууме. Определенное количество тонко диспергирован коллоида наносилось затем на пленку, покрывающую поверхность разца. Для исследований при помощи электронного микроскопа брал количество коллоида, достаточное для того, чтобы получить пленку т щиной около 500 Å. Когда коллоид высыхал, добавлялось несколь капель густого раствора коллодия в амилацетате и пленка снова высу валась. После этого можно было осторожно ее снять без разруше и нарушений. Преимуществом этой техники является то, что пле может долго сохраняться и исследовать ее можно в любое время. Выбр ные для исследования при помощи электронного микроскопа части пле помещают коллоидальной стороной вниз на стандартные медные решет покоящиеся на изогнутых полосах решетки из нержавеющей стали. этом амилацетат может быть введен и высушен без разрушения плен

Более полный отчет об этой работе будет опубликован в журн Proc. Phys. Soc.

Одна из полученных Крейком при помощи электронного микрос фотографий дана на рис. 20; на ней изображено пересечение домен границы с царапиной на кристалле кобальта при увеличении о

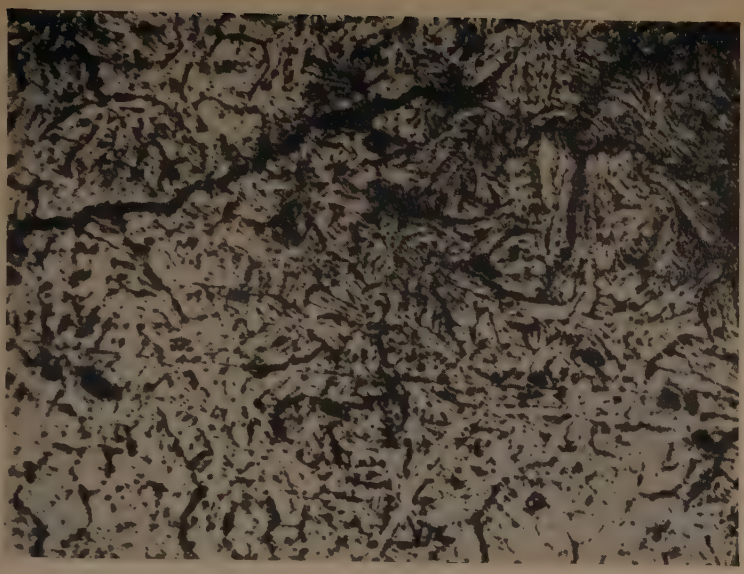


Рис. 17. Тонкая структура фигур на поверхности, близкой к плоскости [111] (по Марину). Увел. 180 ×

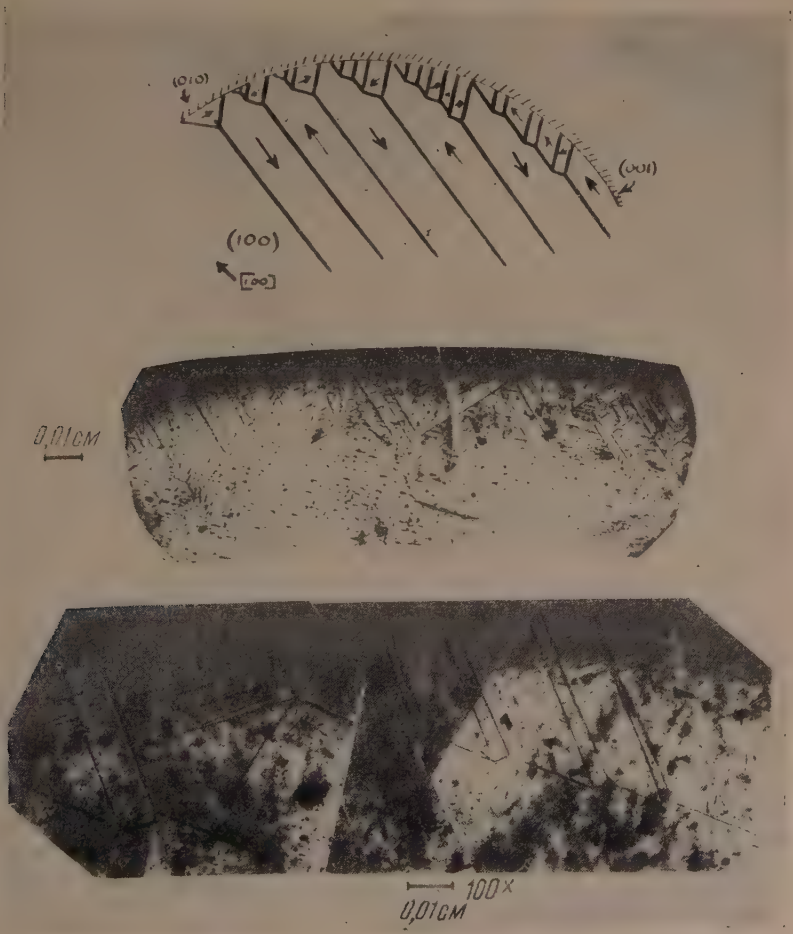


Рис. 18. Ступенчатые фигуры (по Харту). Фотографии и объясняющая схема (по Мартину): *а* — плоскость, где край диска ограничен плоскостью (010); *в* — плоскость диска у края, ограниченного плоскостью (001)

Рис. 20. 180-градусная доменная граница на кобальтовом кристалле, пересеченная царапиной (Крайк). Увел. 26 000 ×

000 раз. Из прямых измерений наиболее плотной части коллоида мы считали, что толщина границы порядка $8 \cdot 10^{-6}$ см.

Доменная структура и кривая намагничивания

Акулов [8] один из первых использовал простую концепцию обратимого движения границ и вращения вектора намагниченности, для того чтобы теоретически получить кривую намагничивания $J(H)$ для монокристалла вдоль направлений его симметрии. Он рассматривал энергию кристалла как сумму его магнитно-кристаллической энергии анизотропии и его энергии в приложенном поле и из минимума этой суммы рассчитал кривую $J(H)$. Его работа позднее была продолжена Неелем [9] и Лоутоном и Шартом [10], которые показали, независимо друг от друга, что должна быть принята в расчет энергия кристалла в его собственном размагничивающем поле. В этом направлении могут быть даны более многочисленные адекватные объяснения, например, формы экспериментальной кривой $J(H)$ для монокристалла железа в виде сплющенного сфероида.

Мы имеем, таким образом, теорию, которая может быть применена к соответствующему образцу с произвольным направлением кристаллических осей и приложенного поля, но главной трудностью на пути ее применения является расчет размагничивающего фактора. Из-за принятия в качестве начального предположения наличие обратимого движения границы и обратимого вращения вектора намагниченности теоретические расчеты всегда давали кривую с бесконечной начальной восприимчивостью, изломами в областях, где процесс намагничивания изменяется, и некоторым гистерезисом. Тем не менее, согласие между экспериментальной и теоретической кривыми было удовлетворительное, кроме области низких полей, скажем, от 0 до 30 или 40 Ое.

Некоторые расхождения между экспериментом и теорией могли быть устранены путем использования данных, полученных при экспериментальном изучении движения границ и поверхностной доменной структуры. Некоторые картины, значительно освещающие прохождение 90- и 180°-ных доменных границ через включения и дефекты на поверхности кристалла кремнистого железа, были получены Мартином. Эти картины достаточно ясно показывают, что только в исключительных, частных случаях хорошо отожженных и тщательно приготовленных материалов не будет встречаться препятствий свободному и обратимому движению доменных границ под действием приложенного поля.

Тип образца, который может дать много полезных сведений о процессах вращения, так же как и о доменной структуре в целом, известен как α-неелевски вырезанный кристалл железа или кремнистого железа (рис. 21). Длинная ось образца совпадает с направлением [110], а его основная, верхняя, и боковые грани—соответственно плоскости (100) и (011). Неель постулировал, что когда на образце вдоль направления [110] действует очень слабое эффективное поле, в пределе стремящееся к нулю, то конфигурация доменов будет такой, как показано на рис. 21, *а*. Лентообразные основные домены намагничены попеременно параллельно направлениям $[0\bar{1}0]$ и [001], в то время как на грани [011] существует простая система замыкающих доменов (q-домены). Когда на образец действует определенное эффективное поле, векторы основных доменов поворачиваются и делают угол θ с направлением [110] меньшим, чем первоначальный угол 45° (рис. 21, *а*); возникают новые домены (p-домены), сбразующиеся, как показано на рис. 21, *б*.

Неель мог вычислить период d системы основных доменов как функцию эффективного поля, ширины L верхней поверхности образца и соответствующих констант анизотропии. Многими экспериментами [5, 6 11, 12] было показано, что точка зрения Нееля по существу правильна, хотя имеется некоторое численное отклонение наблюденного периода от рассчитанного.

В упомянутых только что работах было показано, что теоретическая
верхностная структура (рис. 21, *б*) слишком проста. При помощи техни
фигур Биттера мы несомненно получили линейные фигуры, которые дали в
возможность измерить
риод на грани (100), но
грани (110) нашли сложн
шнуровые фигуры с тем
периодом, который мож
быть сбусловлен некотор
намагничиванием повер
ности. Выполненные Бе
сом и Ми прямые изме
ния угла между вектор
намагниченности основн
доменов и направлени
[110] при различных зн
чениях эффективного по
показывают, что исполь
ванная в расчетах конц
ция вращения векто
намагниченности была
существу правильная,
всяком случае для образ
вырезанного по-неелевс

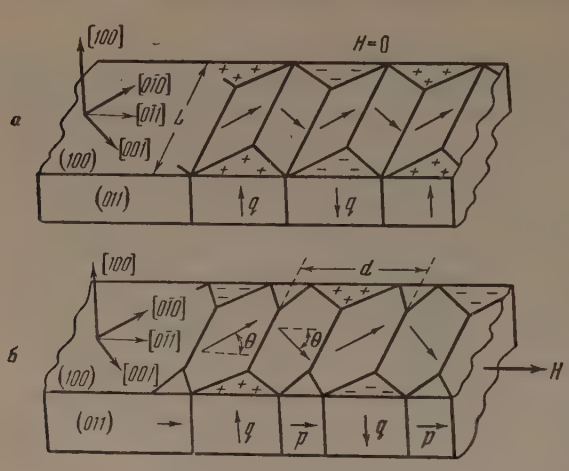


Рис. 21. Схема доменной структуры по-неелевски вырезанного кристалла железа (направление легкого намагничивания [100]: *а* — при нулевом поле, *б* — при малом, определенной величины, поле

Постулат Нееля о де
лях доменной структу
представляет собой существенный шаг вперед по сравнению с бо
ранними идеями, потому что он значительно улучшает наше понима
деталей формы кривой намагничивания. Раньше мы имели работу
(1953 г.), который предположил, что хорошо известное недостаточное согласие между экспериментальной и теоретической кривыми намагничивания должно быть вызвано в случае по-неелевски вырезанного образца пренебрежением замыкающими доменами (рис. 21, *б*). Эти домены намагничены не параллельно основным доменам, и, принимая во внимание их объем и направления намагниченности, Ли получил измененную кривую намагничивания (рис. 22), которая проходит значительно ниже кривой, рассчитанной по теории Акулова и Лоутона и Стюарта. Новая кривая не содержит острого изгиба при $H=0$ и лучше согласуется с экспериментальными кривыми, особенно в области низких полей, вплоть до 40 Ое. Другим результатом расчетов является предсказание того, что кривая намагничивания образца бу зависеть от толщины образца L. Чем тоньше образец, тем больше об замыкающих доменов по сравнению с объемом основных доменов и больше кривая отдаляется от кривой Акулова. Таким образом, резул ты Ли приводят к теоретическим кривым намагничивания, подоб кривым, приведенным на рис. 23.

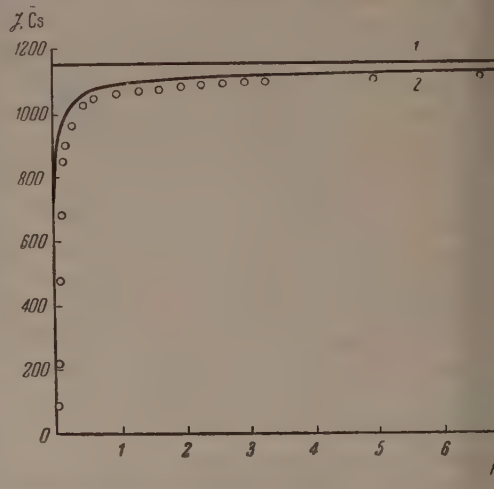


Рис. 22. Рассчитанные кривые $J(H)$: *1* — п Акулову, *2* — по Ли; экспериментальны точки по Вильямсу

Далее, это предсказанное изменение формы кривой намагничивания олщиной образца, насколько известно, никогда не было замечено, воз-жно потому, что ожидаемое изменене мало, исключая очень низкие поля, ожет быть потому, что измерения кривой намагничивания монокристал- довольно редки и не систематичны. Поэтому недавно Бейтс и Харт

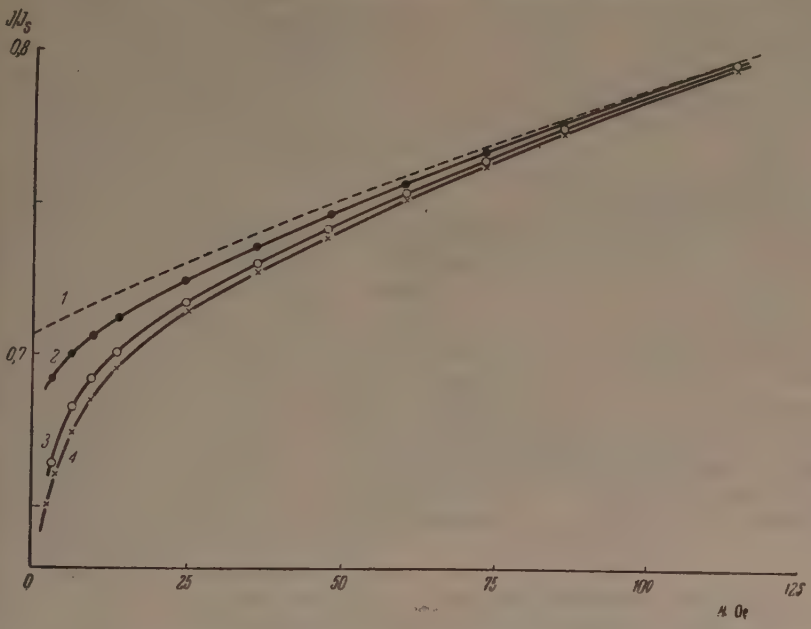


Рис. 23. Теоретические кривые намагничивания для образцов различной толщины L: *1* — $L = \infty$, *2* — $L = 0{,}6$ см, *3* — $L = 0{,}1$ см, *4* — $L = 0{,}06$ см

] произвели наблюдения доменной структуры по-неелевски вырезан-го образца кремнистого железа (3,8% кремния) с общей длиной в на-авлении [110] 1,25 см, с поверхностью (110) шириной 0,58 см. Высота поверхности (100) была 0,11 см. На протяжении этого эксперимента ина и ширина кристалла сохранялись неизменными, а толщина L умень-лась механической шлифовкой и последующей электролитической ировкой так, что можно было обнаружить влияние толщины кристалла доменные фигуры и их период, а отсюда и на кривую намагничивания. я значений L между 0,11 и 0,06 см общие результаты находились в рошем согласии с нашими более ранними работами. Как видно из срав-ния верхней кривой на рис. 25 с пунктирной кривой (теория Нееля), спериментальное значение d всегда больше теоретического, кроме того, экспериментальной кривой $d(H)$ нет минимума.

Первый важный результат этих измерений тот, что, если эксперимен-льные значения d для образцов различной толщины подставить в соот-ствующую формулу Ли, то рассчитанное изменение кривой намагни-вания при изменении толщины образца оказывается много меньше, чем ло указано выше, и в действительности они не обнаруживаются суще-ующими экспериментальными методами. В то же время для образца лщиной $L = 0{,}1$ см величина отклонения от кривой Акулова, основан-я на экспериментальных значениях размеров доменов, примерно в вдвое льше отклонений, вычисленных на основании теоретических размеров менов. Кривые рис. 24 показывают разницу между кривой Акулова и $L = \infty$ и а) кривой намагничивания для $L = 0{,}072$ см, рассчитанной на новании теоретических размеров доменов; б) кривой намагничивания, ссчитанной на основании экспериментально наблюдаемых размеров менов, и в) кривой намагничивания, измеренной непосредственно на том

же самом кристалле. Полезно построить кривые, которые можно сравн
рис. 23, показывающим, как наблюдаемое изменение размеров дом
при изменении толщины образца влияет на кривые намагничиван
рассчитанные самим Ли.

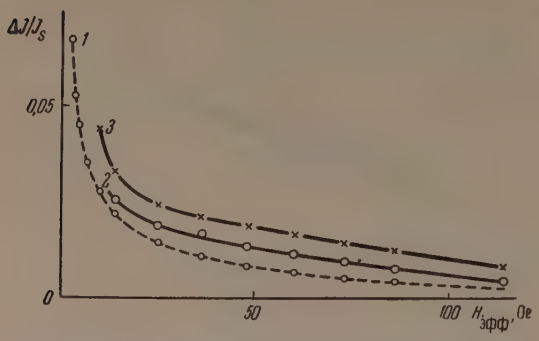


Рис. 24. Расхождения между кривой намагничивания, вычисленной по Акулову (совпадает с осью абсцисс) и: *1* —кривой намагничивания для образца с $L = 0{,}072$ см, построенной, исходя из теоретических размеров доменов, *2* — кривой намагничивания, построенной, исходя из экспериментально наблюдаемых размеров доменов, *3* — кривой намагничивания, полученной непосредственными измерениями

Измерения размеров
мена дают также новые све
ния относительно явлен
гистерезиса в области по
от технического насыще
до нуля. Это можно видеть
упомянутом рис. 25. Экспе
ментальные значения пери
d показаны на сплошной к
вой, полученнсй на основа
фотографий линейных фи
на поверхности (110), снят
после того, как указанное
фективное поле было пе
ключено 20 раз для того, что
образец пришел в состоя
равновесия. Пунктирная
ния представляет теоре
ческую кривую, получен
на основе неелевских рас
тов для сбразца постоян
толщины. Численное расхо
дение между экспериментальными и теоретическими результатами очевид
Кроме того, эксперимент не дает минимума, предсказанного теорией Нее

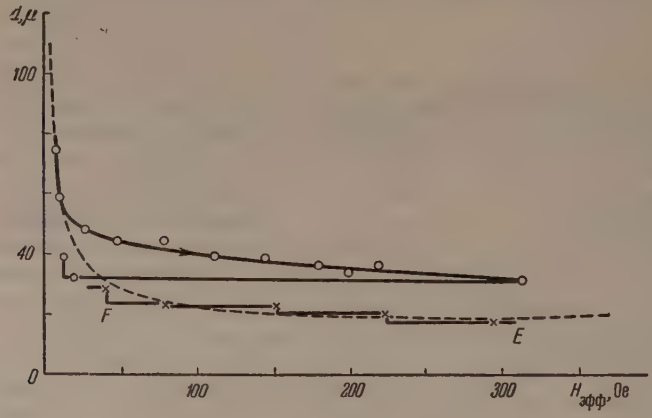


Рис. 25. Гистерезис величины периода доменов на поверхности, вырезанной по-неелевски. Образец толщиной 0,072 см. Пунктирная кривая — теоретическая кривая, рассчитанная Неелем; экспериментальные точки: *1* — при увеличении поля H, *2* — при уменьшении H, *3* — при уменьшении H от 500 Oe

Обратим теперь внимание на график, который был получен следую
сбразом: кристалл был сбычным сбразом подвергнут действию псля 300
(наибольшее поле, которое можно безопасно использовать без разруше
доменных фигур). Затем поле постепенно уменьшалось, и было сбнаруже
что доменная картина или периодичность оставались неизменными во в
интервале изменения поля. Изредка, однако, встречались внезапные
менения периодичности; это отмечено крестиками при том значении по
при котором эти изменения наблюдались. Превосходный пример эт

т график *EF* на рис. 25, который получен следующим образом: разец выдерживался в эффективном поле 500 Oe, в котором он технически ыщался, но фигуры Биттера не могли образоваться; затем поле снижа- ь до 300 Oe и фигуры Биттера снова становились видными. При сниже- и поля с 300 Oe до более низких значений имело место внезапное измене- е периодичности.

Работа показывает, что здесь часто может быть два равновесных зна- ния размера домена при одной и той же величине поля, соответственно м различным объемам замыкающих доменов. Таким образом, хотя вра- ние вектора намагниченности в основных доменах может быть и обра- мым, различие объемов замыкающих доменов дает гистерезис. Вели- на этого гистерезиса может быть подсчитана, и Харт нашел для образца щиной 0,07 см, что увеличение площади гистерезисной петли в интер- ле полей 10÷200 Oe для максимальной индукции 18000 Gs, соответствую- й потерям порядка 1200 эрг $см^{-3}$ за цикл. В то же время общие потери, меренные вдоль направления [110], для полной гистерезисной петли максимальными полями 200 Oe, равны приблизительно 4500 эрг $см^{-3}$ цикл. Мы видим, что гистерезисные потери, связанные с замыкающими менами, могут быть очень существенны.

Таким образом, мы показали, что для особого случая по-неелевски резанного образца теоретически предсказывается начальная кривая магничивания без крутого перегиба и с определенной величиной начальй восприимчивости. Желательно получить детализированные доменные руктуры для образцов другой формы и к ним приложить изложенную ше трактовку.

Заключительные замечания

Нет необходимости подчеркивать важность использования фигур ттера для объяснения процессов намагничивания.

Мы получили уже доменные фигуры на материалах с коэрцитивной силой оло 1000 Oe и, когда нам удастся получить большой кристалл, вырезан- й из столбчатого алькомакса, мы надеемся с ним провести более фунда- нтальные эксперименты.

Я хотел бы принести благодарности моим студентам-исследователям, и фотографии здесь приведены, Отделу научных и технических ис- едований, Обществу электрических и промышленных исследований и ем тем, кто снабжал нас средствами и материалами, помогал нам в этой боте. Я также благодарю Физическое общество за разрешение привести данном докладе иллюстрации из трудов этого общества.

Ноттингемский университет,
Англия

Цитированная литература

. Chikazumi S., Suzuki K., J. Phys. Soc. Japan, **10**, 523 (1955).
. Лифшиц Е. М., J. Phys. USSR, 8, 337 (1944).
. Bates L. F., Martin D. M., Proc. Phys. Soc., **A66**, 162 (1953); Proc. Phys. Soc., **B69**, 145 (1956).
. Paxton W. S., Nilan T. G., J. App. Phys., **26**, 8, 994 (1955).
. Bates L. F., Hart A., Proc. Phys. Soc., **A 66**, 813 (1953).
. Bates L. F., Mee C. D., Proc Phys., Soc., **A64**, 129, 140 (1952).
. Lawton, Proc. Camb. Phil. Soc., **45**, 145 (1949).
. Акулов Н. С., ZS.f. Phys., **54**, 582 (1931).
. Néel L., J. Phys. et Rad, **5**, 241 (1944).
. Lawton H., Stewart K. H., Proc. Roy. Soc., **A193**, 72 (1948).
. Bozorth R. M., Williams H. J., Schockey W., Phys. Rev., **75**, 1, 155 (1949).
. Bates L. F., Neale F., Proc. Phys. Soc. **A63**, 374 (1950).
. Bates L. F., Hart A., Proc. Phys. Soc., **B69**, 497 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Я. С. ШУР, В. Р. АБЕЛЬС и В. А. ЗАЙКОВА

О РОЛИ ЗАМЫКАЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ В ПРОЦЕССАХ ТЕХНИЧЕСКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Экспериментальное изучение магнитной структуры ферромагнетико при помощи порошковых фигур показало, что существует нескольк магнитных областей: основные области, проходящие в сравнительно тон ких кристаллах через всю толщу ферромагнетика; замыкающие области расположенные на краю образца или на всей его поверхности, через кото рые замыкается магнитный поток основных областей; суб-области—особог вида замыкающие области, возникающие около различного вида дефе ктов, вблизи которых нарушается однородность намагниченност [1, 2].

В данной работе рассматриваются вопросы, связанные с поведение замыкающих областей и их ролью в процессах технического намагничива ния. Теоретически замыкающие области были впервые предсказаны Ланда и Лифшицем [3]; впоследствии они были обнаружены в ряде эксперимен тальных работ.

Нами проводилось исследование замыкающих областей при помощ порошковых фигур на кристаллах кремнистого железа (4% кремния) Изготовление магнитной суспензии, подготовка поверхности образц и наблюдение порошковых фигур проводились по способу, описанном ранее [1].

1. Форма замыкающих областей и связь ее с естественной кристаллографической анизотропией

Нами подробно исследовалась форма замыкающих областей на кристал лах с различной кристаллографической ориентацией поверхности образца Наблюдения производились на образцах, находящихся в размагниченно состоянии. Было установлено, что, если поверхность образца строго па раллельна одному из направлений легкого намагничивания (т. е. тетра гональная ось параллельна плоскости образца), на поверхности замыкаю щих областей нет — они наблюдаются лишь на концах основных областе (на границе кристалла или образца) [1]. Так, например, на границе образца поверхность которого близка к плоскости (001), обнаруживаются замыкаю щие области в форме треугольников. На рис. 1 приведен фотоснимо порошковых фигур на поверхности кристалла, которая близка к плоскост (001) (стрелками показана ориентация намагниченности в областях) Следует отметить, что такая магнитная структура была впервые предска зана Ландау и Лифшицем [3].

Если поверхность образца не параллельна ни одному из направлени легкого намагничивания, то на такой поверхности возникают замыкающи области. Рассмотрим некоторые виды замыкающих областей, обнару живаемых при помощи порошковых фигур, на поверхности кристаллов имеющих различную кристаллографическую ориентацию. Так в образце поверхность которого близка к плоскости (011), причем ближайшее напра ление легкого намагничивания [100] составляет небольшой угол с поверх ностью образца, наблюдаются наряду с основными областями (сплошны

Замыкающие области на границе кристаллов кремнистого железа (4% Si) в форме треугольников; увел. 300 ×, ⟷ [100]

Рис. 2. Замыкающие области в форме «капель»; увел. 300 × ←→ [100]

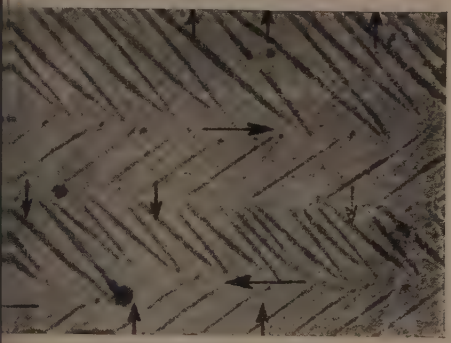


Рис. 3. Замыкающие области в форме «елочек»; увел. 300 ×, ←→ [100]

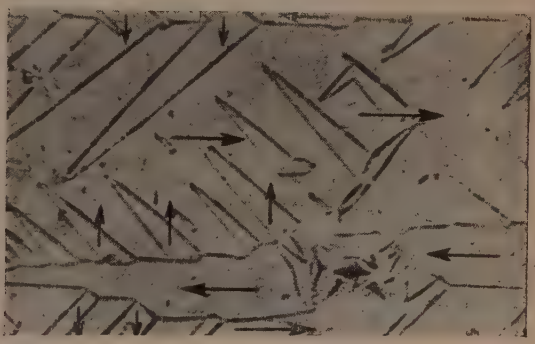


Рис. 4. Замыкающие области в форме «стволов»; увел. 300 ×, ⟷ [100]

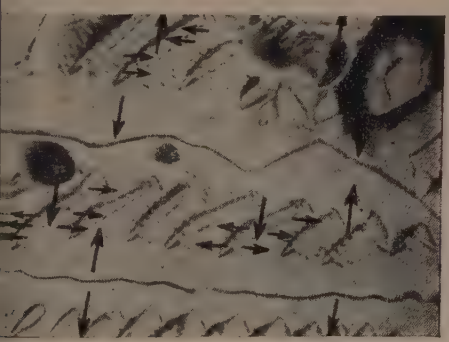


Рис. 5. Замыкающие области в форме «гребенок»; увел. 300 ×, ↑↓ [100]

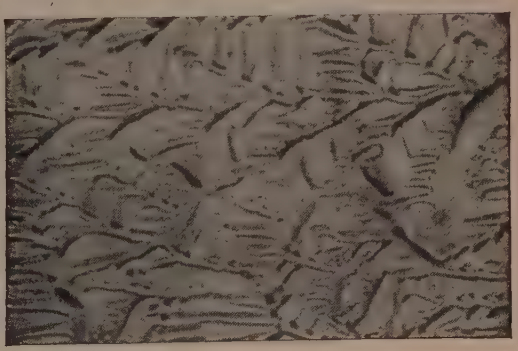


Рис. 6. Замыкающие области в форме «сложных капель»; увел. 300 × ←→ [100]

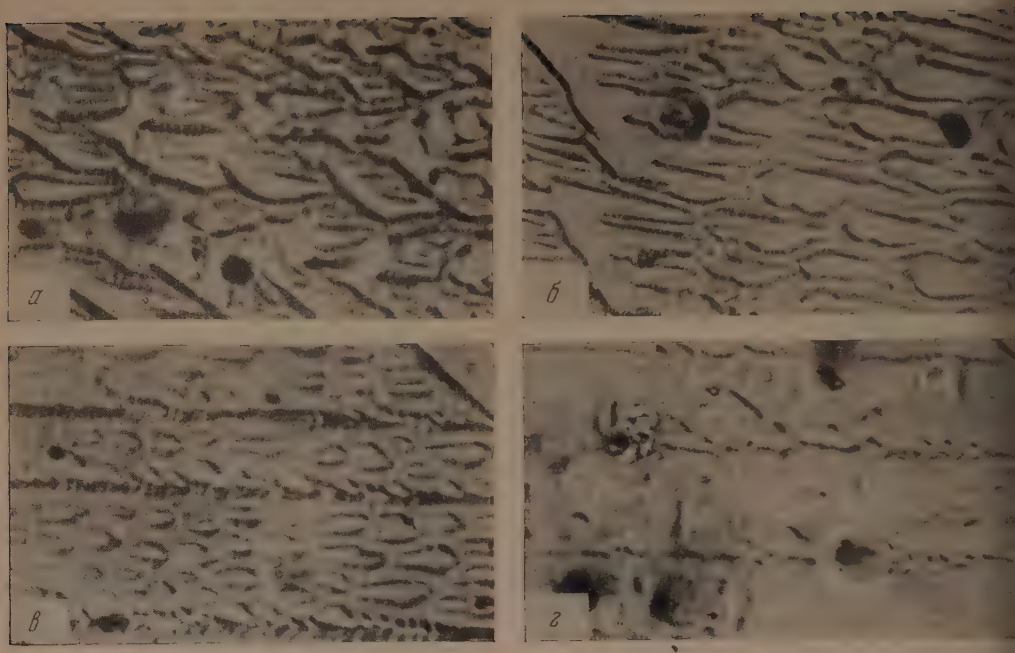


Рис. 7. Изменение формы замыкающих областей при утончении образца: $а$ — 100 μ, $б$ — 20 μ, $в$ — 15 μ, $г$ — 5 μ; увел. 300 ×, ←→ [100]

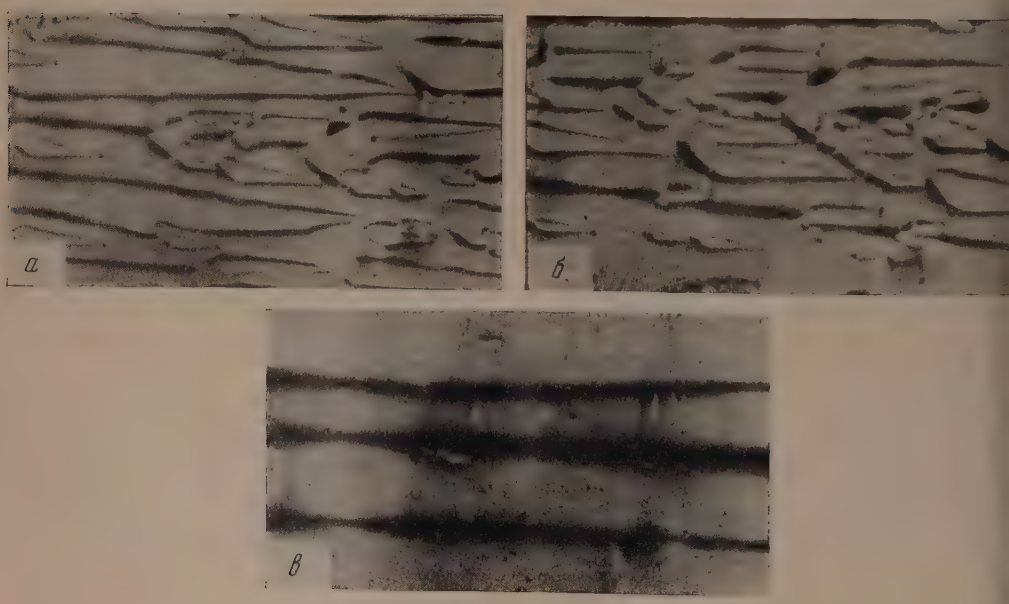


Рис. 8. Изменение формы замыкающих областей при упругом растяжении образца: $а$ — σ = $б$ — σ = 4, $в$ — σ = 20 кг·мм$^{-2}$; увел. 300 ×, ←→ [100], ←→ σ

Рис. 9. Изменение формы замыкающих областей в возрастающем магнитном поле: *а* — $B = 2800$ Gs, *б* — $B = 7000$ Cs, *в* — $B = 11000$ Cs, *г* — $B = 15800$ Gs; увел. 150 ×, ↕ [100], ↑ H

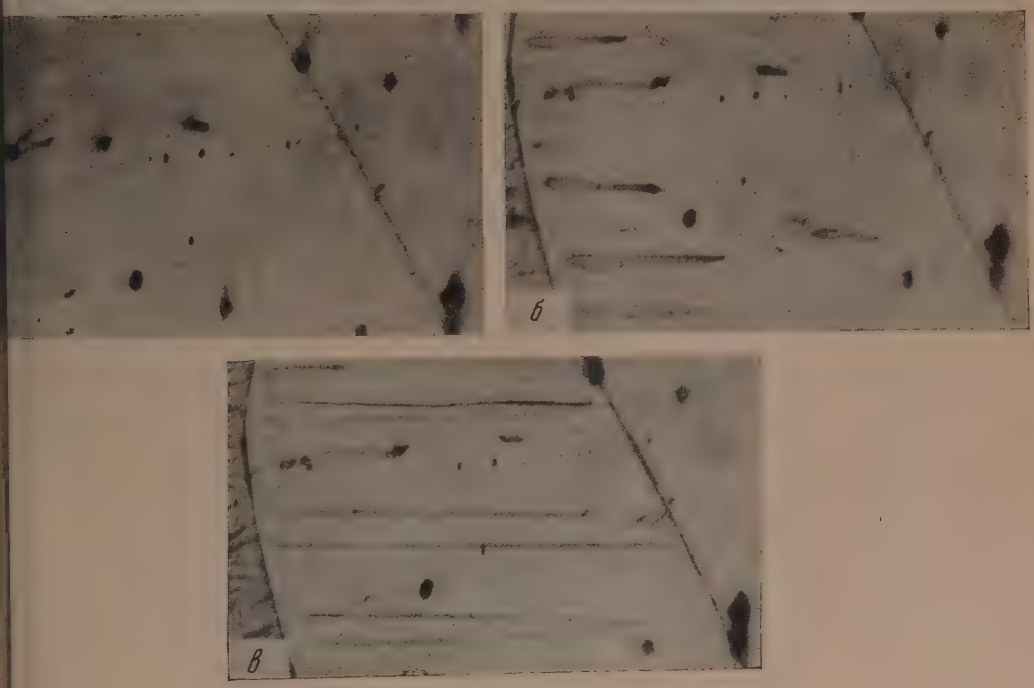


Рис. 10. Возникновение замыкающих областей, зародышей перемагничивания и областей обратной намагниченностью при убывании напряженности магнитного поля: *а*—вблизи насыщения, *б*, *в* — при постепенном уменьшении поля; увел. 300 × ⟷ [100], ↦ H

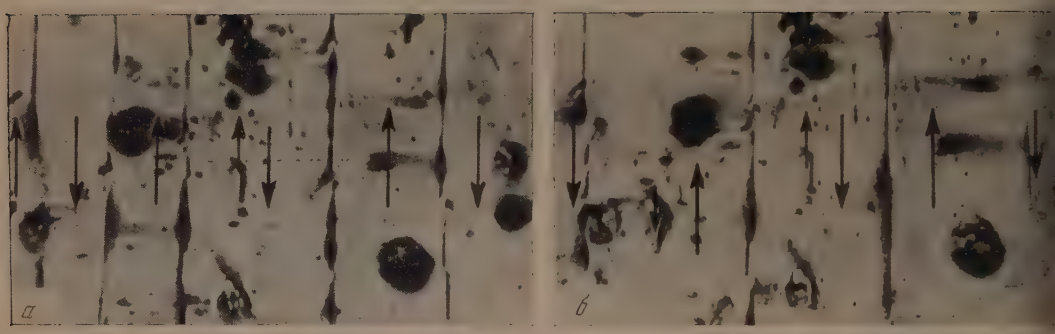


Рис. 11. Магнитная структура образца: *а* — в размагниченном состоянии, *б* — в состоянии остаточ намагниченности; увел. 300 ×, $\updownarrow$ [100], ↑ H_{max}

ии) замыкающие области в форме «капель» (рис. 2). Ориентация на-
ниченности в каплях антипараллельна ориентации намагниченности
сновных областях.

Можно также указать на замыкающие области в форме «елочек», детально
ненных Вильямсом, Бозортом и Шокли [4]. «Елочки» обнаруживаются
кристаллах с поверхностью, близкой к плоскости (001), причем одна
агональная ось параллельна плоскости, а другая составляет с ней
льшой угол. Фотоснимок порошковых фигур на поверхности такого
сталла приведен на рис. 3.

Если поверхность образца близка к плоскости (001) и оба тетрагональ-
направления, ближайших к этой плоскости, отклонены от нее на
льшие углы, то наблюдаются области в форме «стволов» (рис. 4).
чем очень часто наряду со «стволами» обнаруживаются также и
чки».

При дальнейшем отклонении одной из тетрагональных осей от поверх-
ти образца, близкой к плоскости (001), наблюдаются замыкающие
асти в форме «гребенок» (рис. 5).

При бóльших отклонениях тетрагональных осей от поверхности образца
никают замыкающие области сложной формы, в частности могут воз-
кнуть замыкающие области в форме сложных «капель» (рис. 6).

Из этих наблюдений следует, что замыкающие области возникают на
ерхности образца в том случае, когда ни одно из направлений легкого
агничивания не совпадает с поверхностью образца. Форма замыкаю-
х областей находится в прямой зависимости от кристаллографической
ентации поверхности образца. Благодаря существованию такой за-
имости имеется возможность (в некоторых пределах) определять кри-
плографическую ориентацию кристаллов по виду порошковых фигур.

Возникновение замыкающих областей обусловлено следующим.
ристаллах кремнистого железа, обладающего большой константой ани-
опии, вектора намагниченности областей ориентированы вдоль легких
правлений намагничивания. Если эти легкие направления составляют
л с поверхностью образца, то на всей поверхности возникают магнит-
заряды, энергия которых понижается при появлении замыкающих
астей [2, 4].

.. Зависимость формы замыкающих областей от толщины образца

При переходе к тонким образцам форма замыкающих областей изменя-
. Если производить наблюдения порошковых фигур на одном образце,
тепенно утончаемом путем электролитического травления, то при
ньшении толщины образца (ниже 100 μ) обнаруживается изменение фор-
замыкающих областей. В очень тонких образцах—меньше 5—10 μ —
ерхностные замыкающие области исчезают. На рис. 7 показано измене-
магнитной структуры по мере утончения образца со 100 до 5 μ. Как
но из приведенных фотографий порошковых фигур, на образце в исход-
состоянии на поверхности образца видны замыкающие области в форме
жных «капель» (рис. 7, *а*); по мере утончения образца структура замы-
щих областей упрощается (рис. 7, *б* и *в*). При толщине 5 μ замыкаю-
е области почти исчезают (рис. 7, *г*), и на поверхности видны лишь основ-
области со 180°-ными границами, аналогичные приведенным на рис. 1.

Это изменение замыкающих областей внешне проявляется таким об-
ом, как будто с утончением образца происходит уменьшение угла между
агональной осью, ближайшей к поверхности образца, и самой поверх-
тью — α_0. Можно предположить, что в кристаллах кремнистого железа,
адающего большой константой анизотропии, чем больше угол α_0, тем
бже располагаются замыкающие области. Однако в тонких образцах
глубина ограничивается толщиной самого образца, что приводит к
енению формы замыкающих областей, а в очень тонких образцах —

к полному их исчезновению. При этом, по-видимому, не происходит н
какого изменения ориентации намагниченности в основных областях
угол α_0 сохраняется неизменным. Вследствие этого с уменьшением то
щины образца магнитные заряды на его поверхности сохраняются,
благодаря уменьшению роли замыкающих областей общая энергия криста
ла повышается. Это должно приводить к затруднению процессов техн
ческого намагничивания в тонких образцах, что и наблюдается на оп
те [5].

3. Изменение формы замыкающих областей при упругом растяжении образца

Как указывалось, форма замыкающих областей связана с ориентаци
намагниченности основных областей. Поэтому естественно ожидать, ч
если при помощи односторонних упругих напряжений изменить ориентац
намагниченности областей ферромагнетика, то это должно привести к изм
нению формы замыкающих областей. В качестве примера на рис. 8 приведе
фотоснимки порошковых фигур, снятые с поверхности кристалла п
постепенном его растяжении. В исходном состоянии (до растяжени
на поверхности кристалла видны замыкающие области сложной фор
(сложные «капли») (рис. 8, *а*). По мере увеличения растягивающей нагруз
σ, прикладываемой к образцу в направлении, параллельном ориентац
намагниченности, магнитная структура постепенно упрощается. П
$\sigma = 4$ кг мм$^{-2}$ возникают 180°-ные границы между областями (рис. 8,
При еще больших растягивающих нагрузках замыкающие области пос
пенно исчезают. После достижения нагрузки $\sigma = 20$ кг мм$^{-2}$ наблюдают
лишь 180°-ные границы между основными областями (рис. 8, *в*). Обратн
явление имеет место, если производить постепенную разгрузку образ

4. Изменение замыкающих областей при возрастании напряженности магнитного поля

Наблюдениями было установлено, что при включении магнитного по
наблюдается следующая последовательность в изменении магнитн
структуры предварительно размагниченного кристалла. В слабых пол
имеют место, в основном, процессы смещения границ между основны
областями; замыкающие области при этом мало изменяются. Если на пу
смещающейся границы встречаются замыкающие области, то при прибл
жении к ним границы эти области исчезают. Однако они вновь возника
после того, как граница минует это место кристалла. После завершен
процессов смещения, что проявляется в исчезновении границ между осн
ными областями, замыкающие области сохраняются. При дальнейш
возрастании поля замыкающие области уменьшаются в размерах и по
ностью исчезают в достаточно сильных полях. В качестве иллюстрац
описанного механизма процессов намагничивания могут служить фо
снимки порошковых фигур, приведенных на рис. 9. В исходном р
магниченном состоянии на поверхности образца была обнаружена магн
ная структура, состоящая из основных областей, разделенных 180°-ны
границами, и замыкающих областей в форме «капель» (схема этой магн
ной структуры такая же, как на рис. 2). Затем было включено магнит
поле, направленное параллельно ориентации намагниченности област
На рис. 9, *а*—*г* показано последовательное изменение магнитной струк
ры по мере возрастания внешнего магнитного поля. При малых индукци
($B = 2800$ и $B = 7000$ Gs) наблюдаются процессы смещения гра
(рис. 9, *а* и *б*). После достижения индукции $B = 11000$ Gs границы меж
основными областями исчезают, однако при этом замыкающие обла

ностью сохраняются. При индукции $B = 15800$ Gs наблюдается умень-
ие размеров замыкающих областей (рис. 9, *г*).
з этих наблюдений видно, что сокращение размеров замыкающих
стей и их исчезновение происходит в области высоких индукций,
которых имеют место процессы вращения. Отсюда вытекает, что следует
заться от укоренившихся представлений, согласно которым при на-
ничивании ферромагнетика в слабых полях имеют место лишь процессы
ения и только после полного их завершения дальнейшее увеличение
гниченности вызывается процессами вращения. В действительности
ессы смещения, связанные с изменением размеров замыкающих об-
ей, происходят одновременно с процессами вращения.

5. Изменение замыкающих областей при убывании напряженности магнитного поля

При снижении напряженности поля, намагничивавшего образец до
щения, до некоторой величины возникают замыкающие области.
ует особо отметить, что возникновение замыкающих областей про-
дит в более слабых магнитных полях, чем те, в которых эти области
вают при намагничивании. Таким образом, наблюдается гистерезис,
анный с исчезновением и возникновением замыкающих областей.
вид гистерезиса, по-видимому, является одной из причин недавно
руженного В. И. Дрожжиной, Р. И. Янусом и другими [6] явления
итного гистерезиса в сильных полях.
При дальнейшем уменьшении намагничивающего поля размеры за-
ающих областей все более возрастают. Некоторые из них превращаются
новные области с обратной намагниченностью. Следовательно, такие
икающие области являются зародышами перемагничивания.
кспериментально было установлено, что зародыши перемагничивания
икают, как правило, из замыкающих областей, расположенных на
ице кристаллов или на их поверхности. Суб-области (замыкающие
сти, образующиеся около различного рода дефектов) обычно не превра-
тся в зародыши перемагничивания [7].
На рис. 10 показано появление замыкающих областей на поверхности
зца при постепенном уменьшении поля, намагничивающего образец
асыщения. Магнитная структура образца вблизи насыщения показана
ис. 10, *а*. При уменьшении поля у границы кристалла (слева) возникают
пкающие области (рис. 10, *б*), которые по мере убывания поля разраста-
, и некоторые из них проявляются как зародыши перемагничивания,
рые при еще меньших полях превращаются в основные области с об-
той намагниченностью (рис. 10, *в*).

О магнитной структуре в состоянии остаточной намагниченности

Изучение магнитной структуры в остаточно намагниченном состоянии
зводилось на отдельных кристаллитах образцов кольцевой формы,
дварительно намагничиваемых до насыщения при помощи циркуляр-
магнитного поля. Такая форма образцов исключала влияние размаг-
ивающего действия концов образца. Наблюдения показали, что при
ижении остаточного намагниченного состояния магнитная структура
азцов состоит из основных областей, замыкающих областей, а в неко-
ых случаях также из основных областей с обратной намагниченностью,
икающих из зародышей перемагничивания. В тех случаях, когда ни
из направлений легкого намагничивания не совпадает с поверхностью
азца, на всей поверхности наблюдаются замыкающие области различной
мы. При этом форма замыкающих областей, так же как и в размагни-
ом состоянии образца, будет определяться кристаллографической ори-
цией поверхности образца. На процесс образования областей обрат-

ной намагниченности оказывают влияние кристаллографическая ориен
ция образца, его форма, а также кристаллографическая ориентация сос
них зерен и форма границы между кристаллитами. Указанные особенно
магнитной структуры в состоянии остаточной намагниченности (налич
замыкающих областей и областей с обратной намагниченностью) приво
к тому, что величина остаточной намагниченности всегда меньше, чем
теоретическое значение. Последнее обычно рассчитывается в предполо
нии, что в остаточно намагниченном состоянии векторы намагниченно
областей ориентированы вдоль направлений легкого намагничива
ближайших к ориентации поля, предварительно намагничивавшего об
зец до насыщения. Таким образом, величина остаточной намагниченно
будет тем меньше, чем больший объем образца занят основными область
с обратной намагниченностью и замыкающими областями. На рис.
показано изменение магнитной структуры при переходе из размагнич
ного состояния в состояние остаточной намагниченности. В размагничен
состоянии на поверхности кристалла видны основные области, разделен
180°-ными границами (рис. 11, *а*). После намагничивания образца до
сыщения полем H_{max} и выключения этого поля на поверхности обра
обнаруживаются замыкающие области и области с обратной намагнич
ностью, возникшие из некоторых замыкающих областей (рис. 11, *б*)

Из приведенных в настоящей работе данных видно, что замыкающ
области играют решающую роль в формировании магнитной структур
в протекании процессов технического намагничивания в кристаллах кр
нистого железа. Можно полагать, что аналогична роль замыкающ
областей и в других мягких магнитных материалах, в особенности в т
которые близки к кремнистому железу по кристаллической структу

Следует отметить, что замыкающие области могут существовать
высококоэрцитивных ферромагнетиках. Так, было показано при помо
порошковых фигур [8], что в высококоэрцитивном сплаве Mn-Bi отдель
мелкие образования сплава могут состоять из одной основной обла
и нескольких замыкающих областей. В зависимости от наличия или
сутствия замыкающих областей в этом сплаве по-разному протекают п
цессы технического намагничивания.

Выводы

Из анализа изложенного экспериментального материала вытекает,
при установлении связи между физическими свойствами ферромагнети
в области технического намагничивания и их магнитной структурой
обходимо учитывать, наряду со структурой основных областей, та
структуру замыкающих областей. До сих пор при установлении та
связи главное внимание уделялось структуре основных областей (
соседств, размеры областей и т. п.). Однако из приведенных результа
видно, что замыкающие области в ряде случаев могут играть решающ
роль в протекании процессов технического намагничивания. Дальней
всестороннее и детальное изучение магнитной структуры несомне
позволит глубже понять физическую природу магнитных свойств фер
магнетиков.

Цитированная литература

1. Шур Я. С., Абельс В. Р., ФММ, 1, 5 (1955).
2. Шур Я. С., Абельс В. Р., ФММ, 1, 11 (1955).
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Sow. Phys., 8, 153 (1935).
4. Williams H. J., Bozorth R. M., Shokley W., Phys. Rev., 75, 155 (19
5. Шур Я. С., Зайкова В. А., ДАН СССР, 94, 663 (1954).
6. Дрожжина В. И., Янус Р. И., Карташев В. П., Каплун Э
Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 703 (1952).
7. Шур Я. С., Абельс В. Р., ДАН СССР, 105, 469 (1955).
8. Шур Я. С., Штольц Е. В., Кандаурова Г. С., Булатова Л
ФММ, 2, 191 (1956).

Примечание при подготовке к набору

Изложение настоящей работы на Совещании сопровождалось демонстрацией кино-
ма, состоящего из отдельных кадров, на которых были засняты порошковые фи-
в процессе изменения под влиянием различных воздействий. При этом было
льно показано: изменение магнитной структуры при постепенном наложении на
ец растягивающей нагрузки и ее снятии; исчезновение замыкающих областей при
ном повышении напряженности магнитного поля и их возникновение при уменьше-
напряженности поля, предварительно намагничивающего образец до насыщения;
ление зародышей перемагничивания и основных областей обратной намагничен-
и. Также демонстрировалось возникновение зародышей перемагничивания в высо-
эрцитивном сплаве Mn-Bi и показана роль этих зародышей в процессах намагни-
ия.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

Л. В. КИРЕНСКИЙ, В. Д. ДЫЛГЕРОВ и М. К. САВЧЕНКО

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА

Согласно современным воззрениям процесс технического намагничи ния состоит из двух стадий: процесса смещения междоменной перегород и процесса вращения. Также известно, что процесс намагничивания щественным образом зависит от упругих напряжений в кристалле.

В настоящей работе приводятся результаты исследования порошков фигур при непрерывном изменении упругих напряжений и магнитно поля, а также непосредственные наблюдения процесса вращения метод порошковых фигур.

Исследования проводились на монокристаллах кремнистого желе плоскость (110) которых совпадала с наблюдаемой поверхностью.

Влияние магнитных полей изучалось на образцах в виде диск ϕ 13 мм и толщиной 0,2 мм; влияние упругих напряжений изучалось полосках 30 × 5 × 0,2 мм, вырезанных по различным кристаллограф ческим направлениям.

Перед наблюдением порошковых фигур образцы отжигались в вакуу и электролитически полировались. Изменения порошковых фигур бы сняты на кинопленку.

Влияние упругих напряжений

В отсутствие упругих напряжений первоначальная структура домен на плоскости (110) имеет вид почти параллельных, местами изломанн линий, которые располагаются на образцах на неодинаковых расстояни друг от друга. Эта неодинаковость расстояний между линиями и их изло являются следствием наличия небольших внутренних остаточных напр жений в образце и неоднородности его состава. Изменения порошков фигур при растяжении монокристаллов вдоль различных кристаллогр фических направлений различны. Направления растяжений на при димых фотографиях указаны стрелками.

Растяжения вдоль направления [100]. При растяжен происходит выравнивание доменов по ширине путем параллельного см щения границ между двменами (рис. 1), что является следствием отно тельного выравнивания общих напряжений в образце. Выравнивание д менов по ширине может происходить также путем распространения образцу «клинообразных» доменов, которые при наложении напряжен становятся шире и распространяются в сторону своего острия (рис. 2). рис. 3, *а* показана структура доменов при напряжении $\sigma = 10$ кг мм При увеличении напряжения до 15 кг см$^{-2}$ (рис. 3, *б*) произошли резк изменения: некоторые из доменов разделились пополам вновь образу щимися границами (на рис. 3, *а* эти домены обозначены буквами *А* и на рис. 3, *б* вновь образовавшиеся границы обозначены стрелками). Э явление можно назвать перемагничиванием доменов под влиянием на ряжений. При этом всегда появляется четное число новых границ.

Растяжение вдоль направления [110]. При наложении на ряжений происходит «рассасывание» резких прямых границ между доме

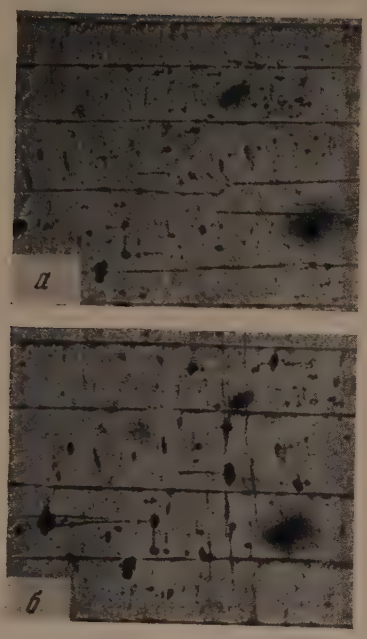


Рис. 1. Выравнивание доменов по ширине при растяжении вдоль [100]; *а* — $\sigma = 0$; *б* — $\sigma = 29$ кг мм$^{-2}$. Направление растяжения на рис. 1—4 соответствует горизонтальной линии

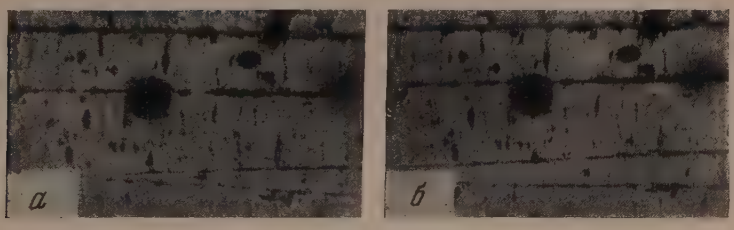


Рис. 2. Распространение клинообразных доменов при растяжении: *а* — $\sigma = 7$, *б* — $\sigma = 14$ кг мм$^{-2}$

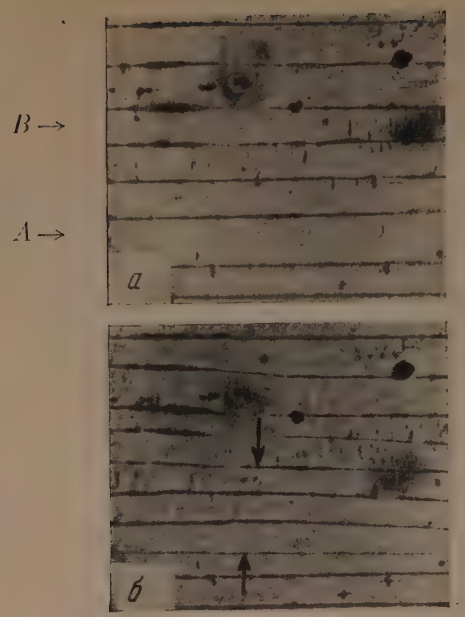


Рис. 3. Деление доменов вновь образующимися границами: $а$ — $\sigma = 10$, $б$ — $\sigma = 15$ кг мм$^{-2}$; вновь появившиеся границы отмечены стрелками

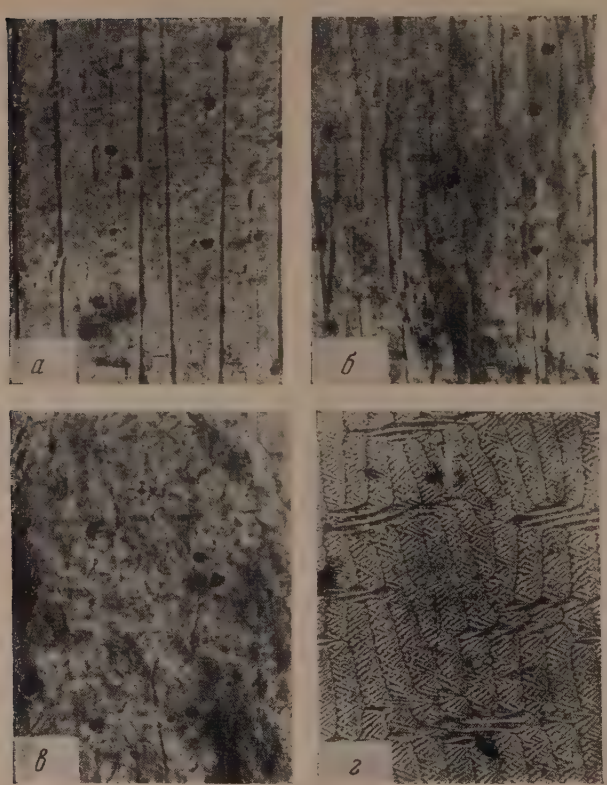


Рис. 4. Изменение порошковых фигур при растяжении вдоль направления [110]: $а$ — $\sigma = 0{,}4$, $б$ — $\sigma = 8$, $в$ — $\sigma = 12$, $г$ — $\sigma = 19$ кг мм$^{-2}$

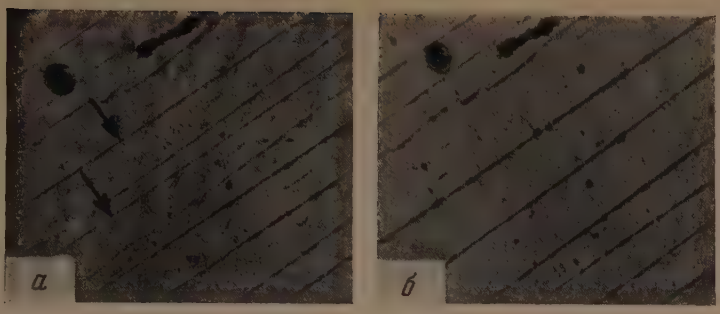


Рис. 5. Исчезновение границ между доменами при растяжении вдоль направления [111]: $а$ — $\sigma = 0$, $б$ — $\sigma = 4$ кг мм$^{-2}$; исчезающие границы обозначены стрелками. Направление растяжения на рис. 5 и 6 соответствует вертикальной линии

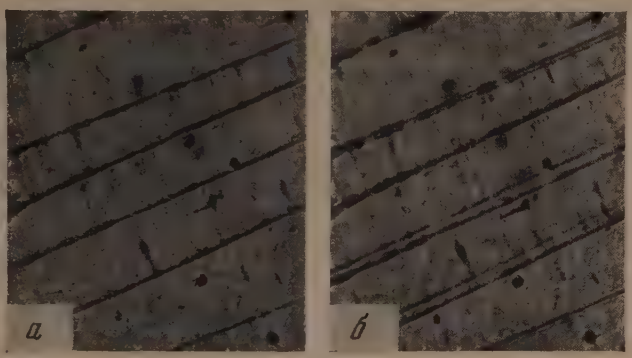


Рис. 6. Расщепление границ между доменами при растяжении вдоль направления [111]: $а$ — $\sigma = 4{,}5$, $б$ — $\sigma =$ 10 кг мм$^{-2}$

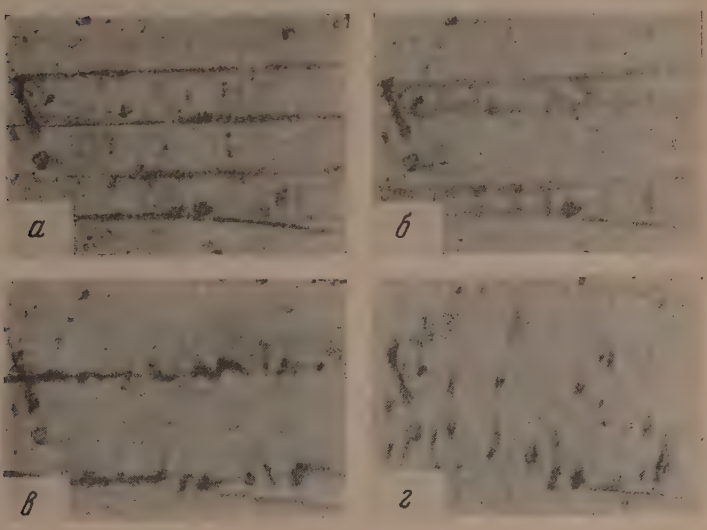


Рис. 7. Намагничивание до насыщения осуществляется путем процессов смещения и вращения. Снимки $а$ — $г$ сделаны при увеличивающемся поле

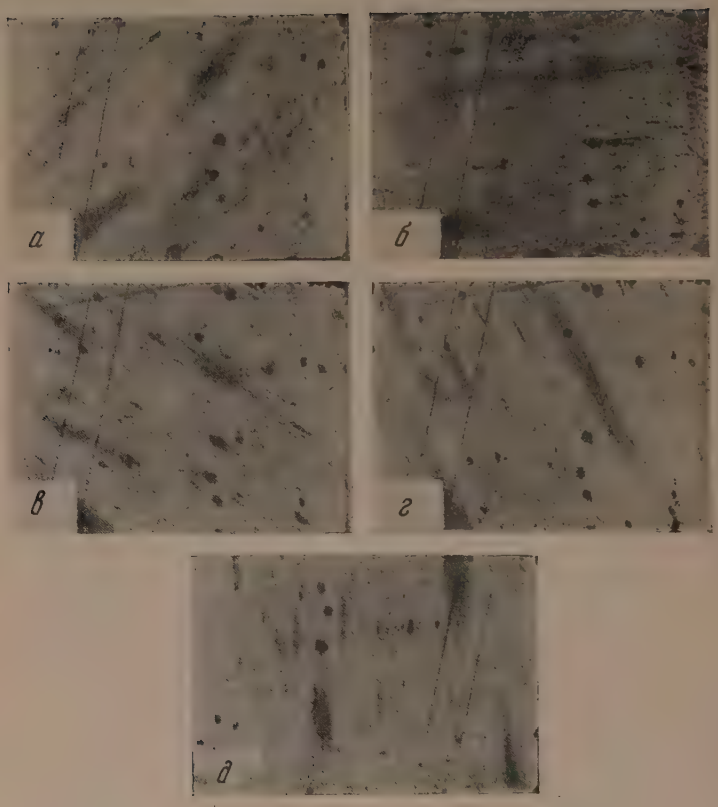


Рис. 8. Вращение вектора намагниченности кристалла при непрерывном вращении внешнего магнитного поля насыщения

Структура становится клинообразной. Клинья далее уменьшаются и пре-
щаются в беспорядочные кусочки линий. Динамика этих процессов хо-
о видна на рис. 4, *а—в*. При дальнейшем увеличении напряжений начи-
ся упорядочение этих кусочков, которые затем образуют своеобразную
аику, замыкающуюся на появляющихся при этом горизонтальных
осах (рис. 4 *г*), что приводит к сложным фигурам замкнутого типа.
альнейшим ростом напряжений горизонтальные полосы растут за
мозаики, однако никогда не наблюдалось, чтобы они заняли всю
ерхность образца. Для этого, по-видимому, нужны очень сильные на-
жения, превосходящие предел упругости данного материала. Подоб-
возникновение мозаики при растяжении кристалла кремнистого
леза вдоль направления [110] наблюдал также Дикстра [1].

Растяжение вдоль направления [111]. При растяжении
ль [111] с фигурами происходят изменения, сходные с изменениями
растяжении вдоль [100], т. е. происходит параллельное смещение
ниц, и при достаточно больших напряжениях некоторые домены делят-
ополам вновь образующимися границами. Однако наблюдались слу-
когда происходило не образование новых границ, а их исчезнове-
. Это явление видно на рис. 5, *а* и *б*. Границы, имеющиеся на рис. 5, *а*
счезнувшие при наложении напряжений на рис. 5, *б*, отмечены на
. 5, *а* стрелками.

На некоторых кристаллах при растяжении наблюдалось «расщепление»
ниц между доменами (рис. 6, *а* и *б*). Границы оказываются раздвоенными,
чем с увеличением напряжений расстояния между линиями дублетов
ничиваются. Подобное «расщепление» границ наблюдалось и при растя-
ии вдоль направления [100].

Влияние внешнего магнитного поля

Образцы в виде дисков растягивались вдоль направления [100] до
пор, пока их магнитная структура не приобретала одноосный характер.
полученных магнитно-одноосных кристаллах при помощи порошковых
ур исследовались процессы вращения.

Вращение вектора намагниченности обнаруживалось по фигурам
ыщения [2], всегда перпендикулярным направлению вектора намаг-
енности.

На серии рис. 7 приведены кадры кинофильма, снятого при намагни-
ании образца в поле, ориентированном под некоторым углом к оси
кого намагничивания. Рисунок непосредственно показывает, что на-
ничивание действительно осуществляется путем смещения границ
оследующим вращением вектора намагниченности образца.

Процесс вращения отчетливо обнаруживается при помощи порошковых
ур, что видно на серии рис. 8, представляющих собой кадры из кино-
ьма, снятого при непрерывном вращении внешнего магнитного поля
ыщения.

Красноярский
гос. педагогический институт

Цитированная литература

ijxtria L. J., Martius И. M., Rev. Mod. Phys. 25, 146 (1953).
Villiams H. J., Bozorth R. M., Shockley W., Phys. Rev., 75, 155 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Я. КАЦЗЕР

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Введение

Исчезновение и возникновение доменной структуры ферромагнетик в области точки Кюри, так же как и изменение у них доменной стру туры в зависимости от температуры, интересны как с теоретической, т и с практической точки зрения. Изменения доменной структуры мож ожидать, например, в результате фазовых превращений в материал

Изучение конфигурации доменов в зависимости от температуры важ с практической точки зрения также и потому, что некоторые, техничес важные, свойства ферромагнетиков, такие, как коэрцитивная сила и начал ная проницаемость, непосредственно зависят от геометрии доменов и ч современные изоляционные материалы позволяют расширить облас температур, в которой могут быть успешно использованы магнитные м териалы, вплоть до высоких температур (200÷300°).

Температурная зависимость доменной структуры до настоящего време исследовалась только в нескольких работах. Эльшнер [1] первый наблюд поведение доменной структуры при температурах выше комнатной, интервале 20÷95°, посредством классического метода коллоидальных су пензий. Андрэ [2, 3] недавно опубликовал две работы по температурн зависимости доменной структуры: в первой он изучал изменение доменн структуры сплава Mn-Bi при температурах в интервале —170÷+20° м тодом Керр-эффекта, во второй исследовался кобальт в области темпер тур от комнатной до 380°. В последней работе Андрэ использовал усов шенствованную технику коллоидальных суспензий (коллоидальная взве магнетита в парафине).

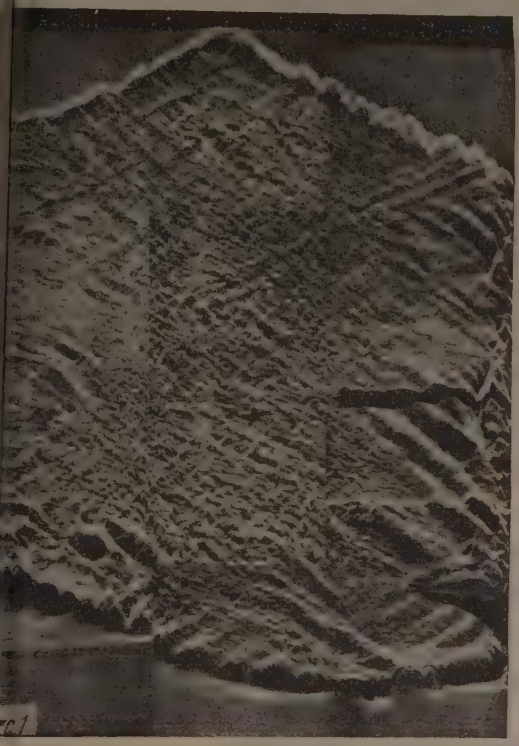
Доменная структура магнетита

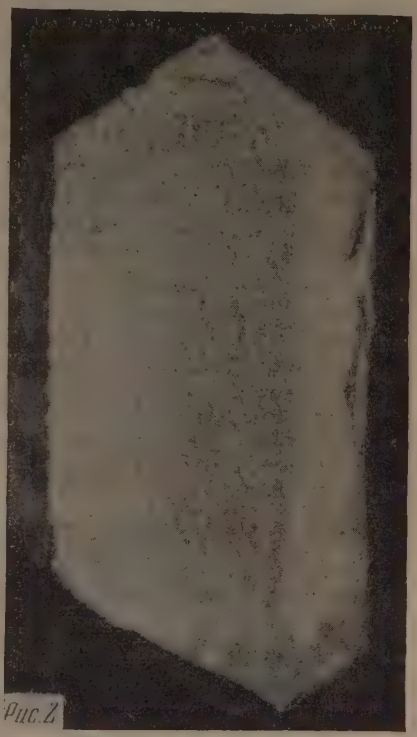
Картина доменной структуры была получена на естественном мо кристалле уральского магнетита (Fe_3O_4), который был любезно нам пре ставлен доктором Коржимским (Национальный музей в Праге).

Кристалл, имевший обычную октаэдрическую структуру, был пред рительно отшлифован на полировочной бумаге (№ 400) в плоскости (11 Затем он в увлажненном состоянии полировался при помощи тонкой по ровочной пудры на стеклянной плите до легкого блеска. Во время экс риментов по получении порошковых фигур было обнаружено, что доме не выявляются этой техникой. Несмотря на это, была сделана попы обнаружить домены методом пермаллоевого зонда [4, 5]. При первых попытках оказалось возможным определить отдельные границы меж доменами. Когда были измерены углы между границами и кристаллог фическими осями, было найдено, что в пределах ошибок наблюдения углы совпадают с теоретическими значениями; для магнетита направлен легкого намагничивания [111] ограничивают углы 71° и 109°.

Рис. 1 представляет собой мозаичную компоновку 12 зондовых запис которые охватывают всю поверхность кристалла, микрофотография

ого дана на рис. 2. Из этих двух фотографий видно, что поверхность не
на достаточно хорошо отполирована.
Несмотря на дополнительную, очень тщательную полировку, порошко-
фигуры все-таки не получались, хотя записывающий зонд обнаруживал





с. 1. Мозаика, составленная из 12 зондо-
х записей на поверхности (110) магнетита

Рис. 2. Микрофотография поверхности (110) монокристалла магнетита. Увел. 10×

мены. Только после нескольких часов травления в кипящей 30%-ной
слоте по методу Голта [6], который первым сделал доменную структуру
агнетита видимой, нам также удалось увидеть доменную структуру при
мощи порошковых фигур.

Рис. 3, составленный из трех зондовых записей, отчетливо показывает
менную структуру одного участка поверхности кристалла, микрофо-
графии которой изображены на рис. 4 и 5. На рис. 4 нанесены границы
астков поверхности, данных на рис. 3 и 5.

Рис. 6 был получен значительно позднее при помощи порошковых фигур.
том же месте кристалла была сделана запись зондом (рис. 7), на которой
рошо видна пластинчатая доменная структура.

Во время работы с кристаллом магнетита было найдено, что пластин-
тая доменная структура не одинаково развита по всей поверхности.
к как кристалл был местами очень пористый (см. рис. 2), появилось
дозрение, что это был не настоящий монокристалл, несмотря на то, что
е плоскости были хорошо выявлены. Поэтому были сделаны лауэграм-
в проходящем и отраженном пучке, которые подтвердили наше мнение
том, что образец не был монокристаллом: он был составлен по крайней
ре из двух совершенно различно ориентированных кристаллитов,
еющих сильно мозаичную структуру.

Кристалл, имевший форму тонкой пластинки, был далее укреплен
маленькой печке, помещенной на столик микроскопа. Затем зондом за-

писывалась доменная структура при температурах в интервале от комна
ной до точки Кюри, которая для нашего кристалла находится около 55
(823°K). Эти записи представлены на рис. 8. На последней фотографи
этой серии (рис. 8, *д*), которая получена при температуре 450° (723°K
что составляет 0,9 температуры точки Кюри, домены все еще отчетлив
видны, хотя их границы очень размыты. Геометрия доменной структур
практически не изменяется.

При понижении температуры явление повторяется в обратном порядке
но доменная структура в конце эксперимента несколько проще, чем в на
чале. Фотография, показывающая конечное состояние после возвращени
к комнатной температуре, представлена на рис. 8, *е*.

На рис. 9 дана запись, сделанная при температуре выше точки Кюри
Домены исчезли полностью, но интересно, что часть кристалла находитс
выше точки Кюри, а часть ниже ее. Это явление, вероятно, вызвано не
однородным распределением температуры в кристалле или неоднород
ностью самого кристалла.

На основании того, что точка Кюри нашего кристалла, измеренна
зондом, была 545±2°, а точка Кюри чистого магнетита равна 575°, можн
было предполагать, что кристалл бы
не чистый магнетит. Химически
анализ образца, сделанный в хими
ческом отделе нашего Института, да
следующие результаты (см. таблицу

Окислы	Процент	Молярное отношение
FeO	28,97±0,2	0,488
Fe_2O_3	70,39±0,3	0,522

Избыток железного окисла (Fe_2O
может быть причиной понижени
точки Кюри, но в литературе [7] н
имеется надежных данных о влиянии излишка железного окисла на маг
нитные свойства магнетита. Не ясно также, какой модификации
является избыточный железный окисел: γ-Fe_2O_3 (магнетит) или α-Fe_2O
(гематит).

Доменная структура кобальта

Доменная структура ферромагнетиков сильно зависит от энергии ани
зотропии материала. Для магнитно-одноосного кристалла эта энерги
может быть записана формулой:

$$E_a = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta, \qquad (1$$

где E_a — энергия анизотропии, K_1 и K_2 — константы анизотропии, θ –
угол между направлением легкого намагничивания (в кобальте это гекса
гональная ось) и вектором намагниченности **J**. Как было показано Ланда
и Лифшицем [8], средняя ширина доменов для магнитно-одноосного
кристалла дается соотношением:

$$d = \sqrt{\frac{2L\gamma}{K}}, \qquad (2$$

где d — ширина домена, L— размеры кристалла, γ — энергия границ
и K — константа анизотропии (в нашем случае $K_1 + K_2$). Таким образо
из формулы (2) видно, что средняя ширина домена увеличивается с умен
шением анизотропии.

При комнатной температуре кобальт имеет гексагональную структур
и большое значение константы анизотропии: $K = 6 \cdot 10^6$ эрг см$^{-3}$.

Доменная структура имеет форму параллельных пластинок или иг
лежащих в направлении гексагональной оси. Если гексагональная ос

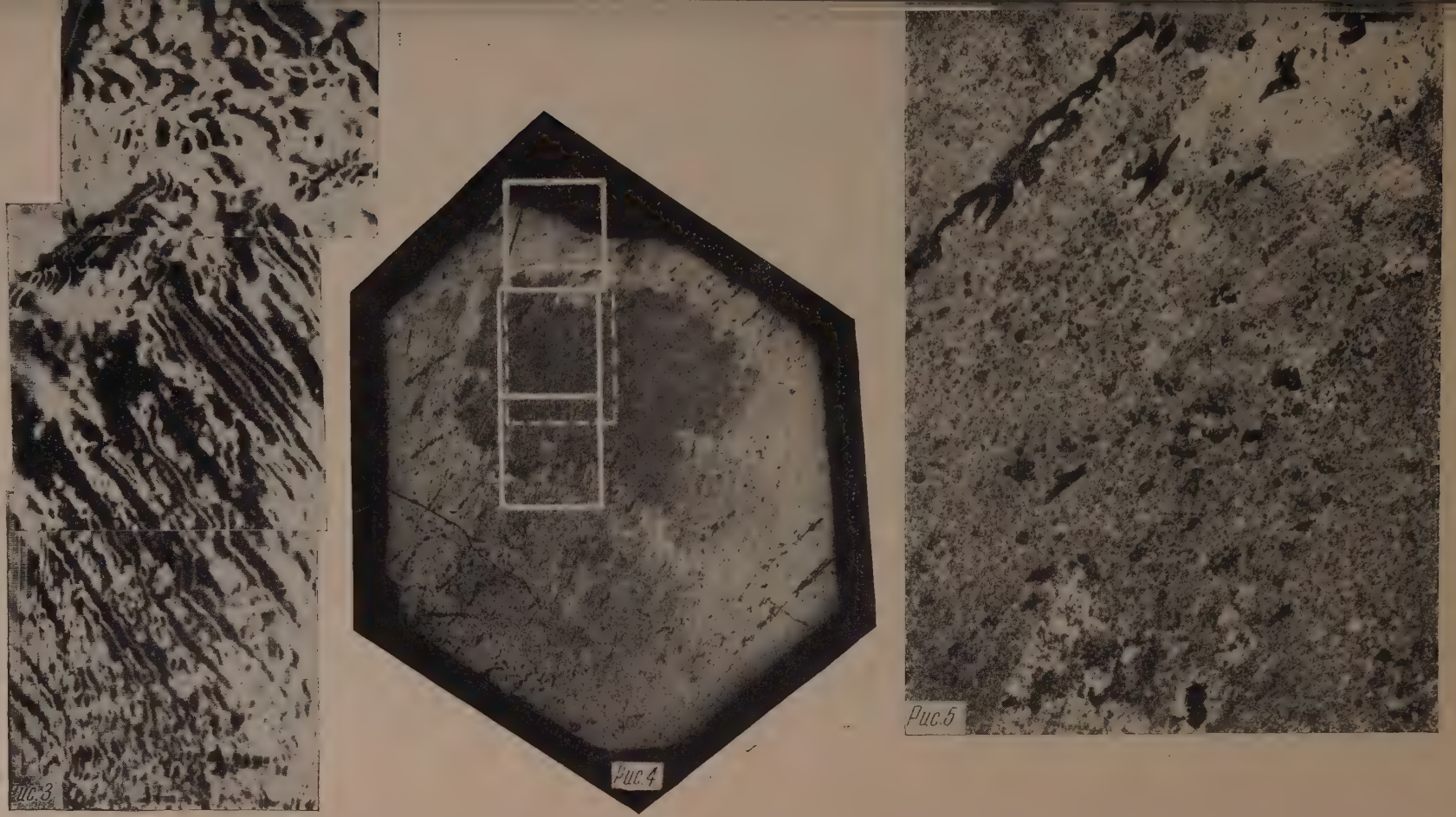
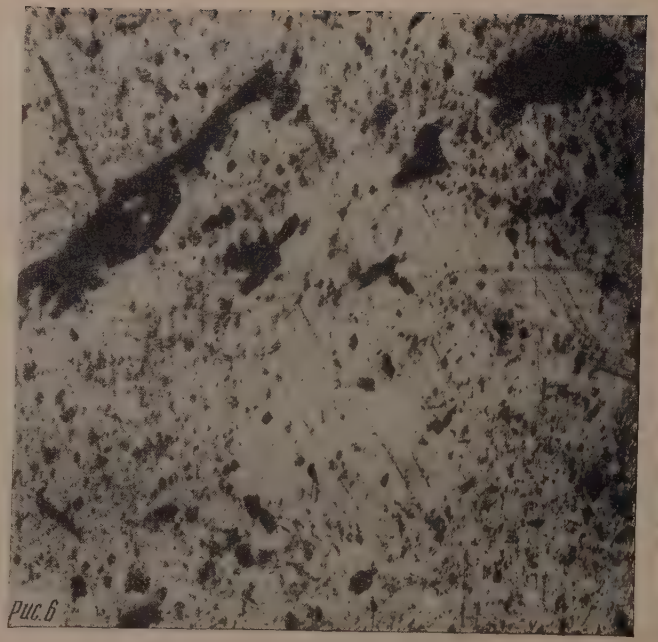


Рис. 3. Мозаика, составленная из трех зондовых записей на монокристалле магнетита, показанном на рис. 4 и 5

Рис. 4—5. Микрофотографии поверхности магнетита. Увел. 10× и 50× соответственно. На фотографии рис. 4 обозначены границы частей поверхности кристалла, изображенных на рис. 3 и 5



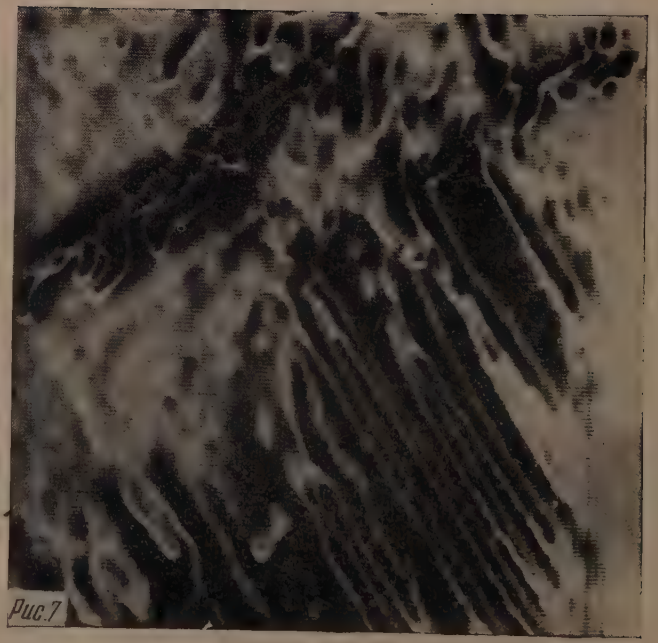


Рис. 6. Порошковые фигуры доменной структуры монокристалла магнетита
Рис. 7. То же, что на рис. 6, но получено при помощи пермаллоевого зонда

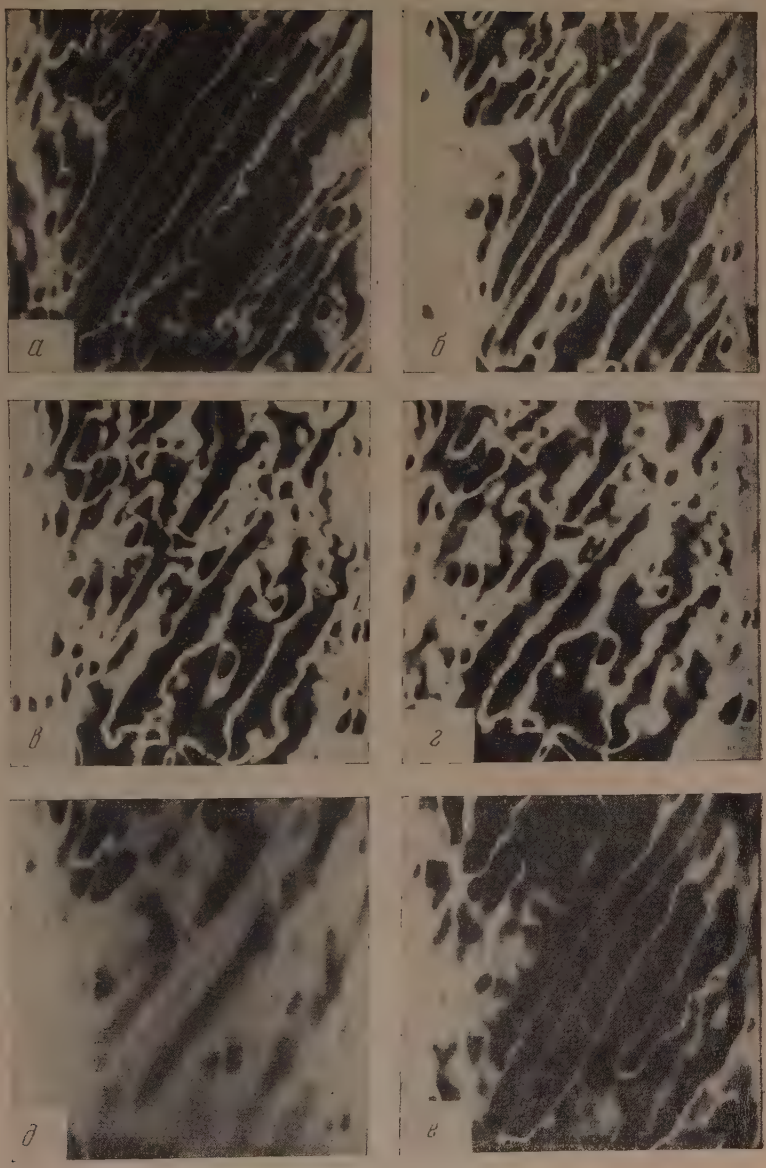
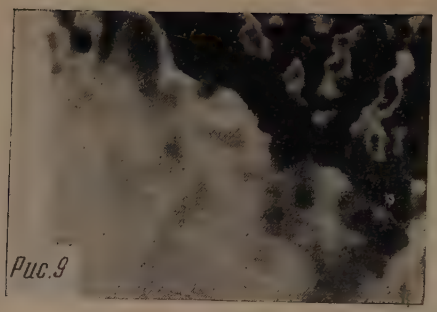
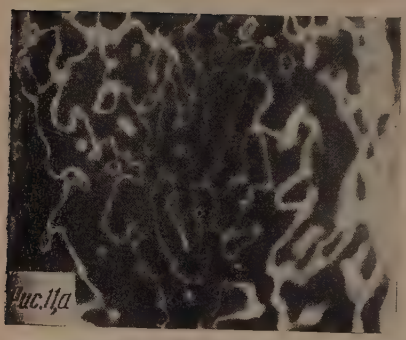


Рис. 8. Зависимость геометрии доменов монокристалла магнетита от температуры (запись при помощи зонда): *а* — 20°С, *б* — 210°, *в* — 328°, *г* — 372°, *д* — 450°, *е* — 20° (в конце обратного процесса)





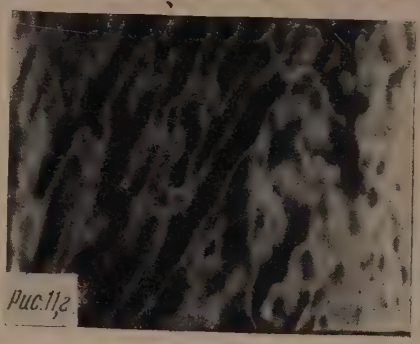


Рис. 9. Переход через точку Кюри при 545,2° (запись при помощи зонда)

Рис. 11. Зависимость геометрии доменов кристалла кобальта от температуры (запись при помощи зонда): *а* — 0°, *б* — 230°, *в* — 275°, *г* — 420°, *д* — 20° (в конце обратного процесса)

правлена нормально к поверхности кристалла, то формируются замыкающие домены, в которых намагниченность или параллельна поверхности, перпендикулярна к ней. В последнем случае направление намагниности в замыкающих доменах противоположно направлению намагниченности в соответствующих внутренних доменах. результате неполного замыкания доменов возникают сильные поля рассеяния на поверхности.

При возрастании температуры константы анизотропии уменьшаются, как показано на рис. 10, в результате чего ширина внутренних доменов постепенно увеличивается. Клиновидные замыкающие домены, которых направление намагниченности параллельно поверхности кристалла, будут расти, приведет к уменьшению интенсивности полей рассеяния.

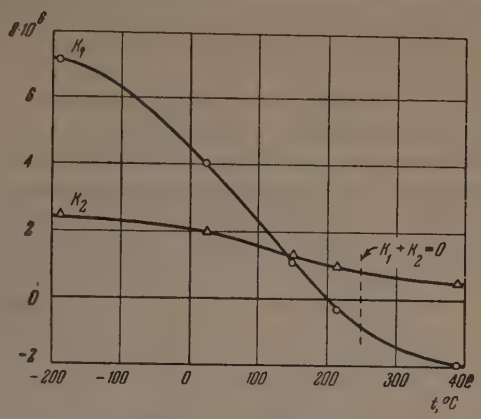


Рис. 10. Зависимость констант анизотропии кобальта от температуры по Бозорту [11]

В области температур 250° сумма обеих констант анизотропии равна нулю и общая анизотропия в направлении гексагональной оси тоже равна нулю. В интервале между 250÷400° кобальт все еще гексагонален, но направление легкого намагничивания уже не лежит в направлении гексагональной оси, а лежит в плоскости, перпендикулярной этому направлению. В этой плоскости, однако, магнитные свойства изотропны, и таким образом, не имеется преимущественного направления намагничивания. Для такого типа кристаллов нет еще теории доменной структуры.

В области 400° кобальт претерпевает фазовое превращение и переходит в кубическую модификацию. Для этих температур магнитные свойства не были измерены, и поэтому трудно что-либо сказать о доменной структуре при этих температурах.

Измерения производились на крупнозернистом поликристаллическом кобальте в интервале температур 20÷420°. Результаты измерений приведены на рис. 11.

Рис. 11, *а* дает доменную структуру зерна, гексагональная ось которого приблизительно перпендикулярна к поверхности образца при температуре 20°. С увеличением температуры до 230° (рис. 11, *б*) характер доменной структуры меняется незначительно, многие линии этих двух рисунков совпадают. Звездоподобная тонкая структура доменов, характерная для кобальта, не распадается. На следующем рис. 11, *в*, который показывает то же самое место при температуре 275°, мы видим доменную структуру совершенно другого характера: беспорядочные линии расположены более или менее параллельно границам, которые нельзя связать с первоначальной доменной структурой. Это изменение, вероятно, связано с переменой знака у константы анизотропии K.

При дальнейшем увеличении температуры вплоть до 400° характер доменной структуры изменяется мало. На рис. 11, *г* дана фотография при температуре 420°. Доменная структура снова значительно изменена. Первоначально параллельные границы (при 275°) изменяют направление, и взаимные расстояния много меньше тех, которые были при температуре 275°. Это изменение доменной структуры, вероятно, обусловлено фазовым превращением в кобальте при температуре около 400°, когда гексагональная модификация кобальта переходит в кубическую. При понижении температуры явления повторяются в обратном порядке, но фазовое превращение от кубической и гексагональной модификации происходит при более

низких температурах. Фотография, показывающая конечное состояни после возвращения к комнатной температуре, дана на рис. 11, *д*.

Обсуждение результатов

Результаты наших измерений показывают, что доменная структур изменяется не так сильно, как можно было предполагать, исходя из фо мулы (2). Так, например, доказано, что доменная структура магнетит при изменении температуры от 20 до 100° практически не изменяетс несмотря на вероятное уменьшение константы анизотропии. Измерени константы анизотропии магнетита при температурах выше 20° не имеетс и поэтому количественные сравнения для этого материала невозможны Тот факт, что распадение доменной структуры имеет место именно в точк Кюри, подтвержден в последней работе Уилкинсона и Шулла [9], которы провели измерения при помощи нейтронной дифракции на искусственны и естественных монокристаллах магнетита.

Для кобальта также показано, что структура полей рассеяния практи чески не изменяется, если температура увеличивается от 20 до 200° несмотря на то, что в этом интервале температур константа анизотропи изменяется в 6 раз. Это изменение столь значительно, что безусловно должн оказать влияние на доменную структуру. Только когда температура во растает от 200 до 250°, происходит внезапное изменение геометрии доменов Это явление может быть объяснено, если мы рассмотрим температурну зависимость плотности граничной энергии. Она выражается (см., наприме [10]) формулой:

$$\gamma = 2\sqrt{KA}, \qquad (3)$$

где A — обменный интеграл. Если эту величину подставим в выражени (2), то получим:

$$d = \sqrt{\frac{2L\sqrt{KA}}{K}} = \sqrt{\frac{2L\sqrt{A}}{K^{3/4}}}. \qquad (4)$$

Предполагая, что обменный интеграл в первом приближении не з висит от температуры, получим, что средняя ширина доменов обрат пропорциональна корню четвертой степени из K. Для кобальта мы получ ем следующую табличку

t,C	$\frac{K}{K_0}$	$\frac{d}{d_0}$
0	1°	1
50	0,80	1,06
100	0,60	1,14
150	0,36	1,29
200	0,16	1,59
250	0	∞

В этой табличке K_0 и d_0 обозначают величины константы анизотроп и ширины доменов при температуре 0°. Таким образом, видно, что п изменении температуры от 0 до 200°, величина d возрастает примерно 60 %. В действительности же, однако, величина обменного интегра также уменьшается, так как изменение d будет более плавным, чем бы указано.

Далее, из наших измерений, которые были проведены на кобаль вплоть до 680°, следует, что выше температуры 400° доменная структу снова изменяется незначительно. Резкость граничных линий непосредстве но выше 400° постепенно исчезает, и характер картины при температу 680° похож на картину, которая была при температуре 250°. Это явлен не может быть объяснено только уменьшением J приблизительно до зн чения 1150, что составляет примерно 81% намагниченности насыщен при комнатной температуре [11]. Поэтому мы предполагаем, что пара

ьно с уменьшением намагниченности насыщения имеет место умень-ние константы анизотропии до очень малых значений.

Для более точного количественного объяснения зависимости доменной уктуры от температуры необходимо провести измерения констант изотропии как для магнетита, так и для кобальта в данной области тем-ратур.

Физический институт
Чехословацкой академии наук

Цитированная литература

Elschner, B., Ann. Phys., **13**, 290 (1953).
Andrä W., Ann. Phys., **17**, 78 (1956).
Andrä W., Ann. Phys., **17**, 233 (1956).
Kaczér J., Czechosl. J. Phys., **5**, 239 (1955).
Kaczér J., Gemperle R., Czechosl. J. Phys., **6**, 173 (1956).
Galt J. K., Phys. Rev., 85, 664 (1952).
Nicholls G. D., Advances in Phys., **4**, 113 (1955).
Landau L., Lifschitz E., Sow., Phys., 8, 153 (1935).
Wilkinson M. R., Schull C. G., Phys. Rev., **103**, 516 (1956).
Kittel Ch., Rev. Mod. Phys., **21**, 541 (1949).
Bozorth R. M., Ferromagnetism.— D. van Nostrand Inc., New York, 1951.

Я. КАЦЗЕР

К ВОПРОСУ ТЕОРИИ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ ТОНКИХ ЛИСТОВ

(*Резюме доклада**)

На основе известной модели граничного слоя между доменами ферромагнетика рассчитана плотность магнитостатической энергии поверхностных зарядов, возникающих в месте пересечения граничного слоя поверхностью монокристалла. Известно, что эта энергия не является малой по сравнению с другими энергиями (энергиями напряжений и анизотропии) и должна быть принята в расчет в случае тонких листов. Вследствие этого плотность энергии γ в листах больше, чем в неограниченном кристалле. Показано, что толщина граничных слоев между доменами является функцией толщины листа.

Выражение, полученное для зависимости коэрцитивной силы от толщины листа, в случае монокристальных листов очень хорошо согласуется с экспериментом. Для поликристаллических листов, однако, получено только качественное согласие: рассчитанные величины меньше, чем измеренные. Показано, однако, что согласие может быть получено также и в случае поликристалла, если принять в расчет постоянную магнитостатическую поверхностную энергию, которая, вероятно, должна увеличивать заряды на поверхности листа. Экспериментальная величина энергии этих зарядов для поликристаллической кремнистой стали — около 4 эрг $см^{-2}$.

Физический институт
Чехословацкой академии наук

---

* Полный текст см. в Чехословацком физическом фурнале, 6, 4 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. СПИВАК, Н. Г. КАНАВИНА, И. С. СБИТНИКОВА, И. Н. ПРИЛЕЖАЕВА

Т. Н. ДОМБРОВСКАЯ и В. К. АЗОВЦЕВ

О НЕПОСРЕДСТВЕННОМ НАБЛЮДЕНИИ ДОМЕНОВ ФЕРРОМАГНЕТИКА ПРИ ПОМОЩИ ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННОГО ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА И ЭЛЕКТРОННОГО ЗЕРКАЛА

Введение

Джермер [1] еще в 1947 г. показал, что скользящий вдоль монокристалл кобальта электронный пучок взаимодействует с доменными полями. Он же оценил из этого взаимодействия величину магнитного поля у поверхности. Однако изображение доменов им получено не было, так как примененный им скользящий пучок электронов для этой цели не пригоден.

Следует указать на интересные исследования Мартона и его сотрудников [2], которые разработали в 1949 г. оригинальный метод электронно-оптической визуализации поля домена, проектируя на экран при помощи электронов край намагниченного монокристалла. Одновременно с краем образца на экран проектировалась и малая сетка. Визуализация осуществлялась за счет искажения сетки магнитным полем края домена. Этот метод, однако, не давал изображения самих доменов. К достижению этой методики относится измерение локальных полей у края объекта [3].

В отличие от указанных выше работ, нами разработана методика, которая позволяет при помощи электронных пучков получать непосредственные изображения как доменов ферромагнетиков, так и намагниченности поверхности образца. В основе этой работы лежит идея о том, что можно создать электронооптический контраст, а следовательно, действительно увидеть магнитные неоднородности (например домены ферромагнетика), если эти неоднородности являются магнитными «микролинзами», которые вдрены в плоскую проводящую поверхность.

Взаимодействие однородного потока электронов с проводящей плоскостью, содержащей магнитный рельеф («магнитную микролинзу»), может вызывать модуляцию по плотности электронного пучка. Далее этот пучок при помощи другой электростатической или магнитной линзы (макролинзы) создает изображение либо самой проводящей плоскости, или плоскости, близко расположенной, где действие локального магнитного поля наиболее эффективно.

Взаимодействие микро- и макролинз

Проблема контраста в изображении «микролинзы» и проблема полезного увеличения этого изображения потребовали рассмотрения задачи о взаимодействии микро- и макролинз. Так как увеличенное изображение магнитного рельефа микролинзы можно получить лишь при условии применения электронной макролинзы, следует отметить, что не всякое сочетание линз допустимо.

Помимо магнитной микролинзы, возможна еще и электрическая микролинза (локальное электрическое поле на проводящем электроде): магнит-

ная микролинза может сочетаться с одновременно существующей в то же точке электрической микролинзой. Как магнитная, так и электрическая микролинзы могут быть слабыми и сильными.

Таким образом, можно ожидать наличия четырех основных типов микролинз и, как показывает детальное рассмотрение, шести типов макролинз. Макролинзы, формирующие на экране изображения поверхностного рельефа магнитного или электрического происхождения, могут в ряде случаев подавлять эффект микролинз, и тогда микролинза становится невидимой. Это легко показать.

Рассмотрим для примера случай электрической микролинзы. Для нее E_z — напряженность ускоряющего поля (без него нельзя сбойтись, и вызывается свечение экрана), E_x — тангенциальная составляющая напряженности поля микролинзы электрического происхождения, H_z — магнитное поле макролинзы, формирующее изображение.

Точное решение задачи об электронных траекториях при использовании уравнений движения вблизи плоской поверхности приводит к результату:

$$x = \frac{m}{e} \cdot \frac{E_x}{H_z^2}\left(1 - \cos\frac{eHt}{m}\right) + \frac{m}{eH_z}\left(\dot{x}\ \sin\frac{eHt}{m} + \dot{y}_0 \cos\frac{eHt}{m} - \dot{y}_0\right),$$

$$y = \frac{E_x}{H_z} t - \frac{m}{e} \cdot \frac{E_x}{H_z^2} \sin\frac{eHt}{m} + \frac{m}{eH_z}\left(\dot{y}_0 \sin\frac{eHt}{m} - \dot{x}_0 \cos\frac{eHt}{m} + \dot{x}_0\right),$$

где x, y_z — координаты электрона, зависящие от тангенциального поля микролинзы E_x и поля макролинзы H_z.

Отметим два обстоятельства:

1) при $H_z \gg E_x$ эффект микролинзы пропадает,

2) на изображении сказываются начальные скорости $\dot{x}_0$, $\dot{y}_0$ электронов, что вызывает хроматическую и сферическую аберрации и определяет разрешение электронной оптики.

Эти обстоятельства необходимо учитывать при выборе комбинации макро- и микролинз. Этот подсчет также показывает, что начальная кинетика электронного луча существенна для формирования изображени

Свойства электронного пучка, существенные для наблюдения магнитного микрорельефа

Чувствительность и разрешение электронооптической системы должны зависеть от свойств электронного пучка, модулируемого магнитными микролинзами. Перечислим эти свойства:

1) скорость электронов должна быть оптимальной; ясно, что если скорости в пучке велики, то электроны будут слабо модулироваться локальным магнитным полем, причем важна не только та скорость, которая задается электрическим полем, но существенен и естественный разброс скорости электронов при их эмиссии;

2) можно ожидать влияния угла, который электронный пучок образует с выходящим наружу магнитным полем;

3) скопление электронов при их торможении вызывает появление заметного объемного заряда и, следовательно, падение чувствительности;

4) наилучшие результаты могут быть достигнуты с узкими пучками, когда эффекты возмущения траекторий от близких магнитных областей не перекрываются.

То качество изображения и разрешения, которое нами достигнуто в каждом из описанных ниже способов, определяется тем приближением к идеальным условиям, которые сформулированы выше. Перспективы каждого из методов оцениваются по возможности приближения к идеальным условиям, вытекающим из сказанного выше.

изуализация доменов при помощи вторичной электронной эмиссии

Устройство, позволяющее получить изображение поверхности при ощи вторичной эмиссии, описано ранее [4, 5]. Первичный пучок элек-нов падает на гексагональную плоскость монокристалла кобальта. обождаемые с поверхности вторичные электроны «навиваются» в боль-ей или меньшей степени на магнитные силовые линии, что в дальнейшем беспечивает контраст электроннооптического изображения [4, 5]. Промодулированный локальными магнитными полями пучок электро-при помощи магнитной макролинзы формирует изображение доменов

.'1. Электроннооптическая кар-а доменов на поверхности моно-сталла кобальта (увел. 50×), олученная методом вторичной эмиссии

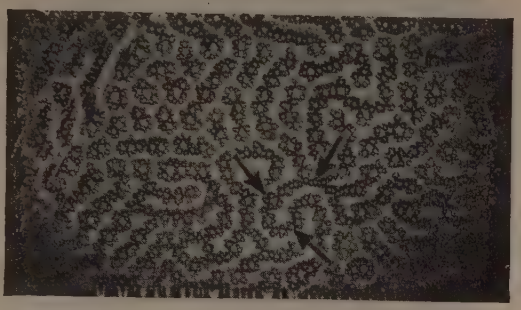


Рис. 2. Порошковые фигуры на той же поверхности монокристалла кобальта (увел. 50×). Стрелки показывают на одно и то же место на рис. 1 и рис. 2

экране трубки (рис. 1 (увел. 50×)). Для сравнения на рис. 2 приведены ошковые фигуры с того же образца. Методика получения порошковых гур детально описана в литературе [6]. Сравнив одни и те же места их изображений (рис. 2), легко убеждаемся в том, что электроннооптическое изображение действительно передает доменную структуру образца. Оценим достоинства, недостатки и перспективы данного электронно-ического метода.

Пока еще в этом методе не подавлены геометрические и хроматические ррации, связанные с недостаточной юстировкой прибора, и использованы вторичные электроны, имеющие большие начальные скорости. Оба тоятельства определяют разрешение оптики и контрастность картины. Метод в общем правильно передает доменную структуру образца, него есть в дальнейшем перспектива за счет подавления геометрических и хроматических аберраций развиться в способ получения значительно увеличенных (до нескольких тысяч раз) изображений домена. Подднее связано с созданием качественной, специально для этой цели по-оенной, металлической конструкции эмиссионного электронного микро-па, дающей возможность использовать пучки вторичных электронов лых скоростей.

Визуализация доменов при помощи электронного зеркала

Второй способ, который мы использовали, давший обнадеживающие ультаты,— это электронное зеркало.

Основной смысл применения такого зеркала заключается в необходи-сти увеличить чувствительность системы за счет усиления взаимодей-ия электронов с локальными полями. В электронном зеркале электро-останавливаются вблизи поверхности и затем движутся обратно. Та-м образом, мы имеем дело с достаточно медленными электронами, и кон-астность картины должна получиться значительно выше, чем тогда, гда изображение формируется быстрыми вторичными электронами.

Полученные нами результаты подтвердили это предположение. Устрой
ство электронного зеркала описано в работе [7], а на рис. 3 и 4 видно об
щее соответствие между электронно
оптической картиной и порошковым
фигурами на кобальте*. Порошковы
фигуры наблюдались при помощ
металл-микроскопа.

Рис. 3. Электронооптическая картина доменов на поверхности монокристалла кобальта (увел. 150×), полученная при помощи электронного зеркала

Границы доменов при увеличени
150× видны в виде ярких и весьм
контрастных ореолов, картина вес
ма богата деталями. Темное пятн
справа — область вторичной эми
сии, следующая зона — област
отражения электронов вблизи по
верхности и крайняя зона слева -
отражение электронов от области
расположенной еще далее от повер
ности. Зеркало с электронным ма
нитным рельефом дает изображени
со специфическими искажениями
вызванными особенностями движ
ния электронов в сложной конф
гурации микро- и макрополей. Инте
претация картины должна произво
диться с большой осторожностью.

Вместе с тем зеркало дает искл
чительно контрастное изображени
Нами получено полезное увелич
ние в 150—200 раз, которое в сл
чае подавления геометрических абе
раций может быть еще увеличен
Интерпретация картины станет во
можной при экспериментировании на моделях. Сопоставление позволи
дать как правильную интерпретацию, так и перейти к количественно
оценке доменных полей.

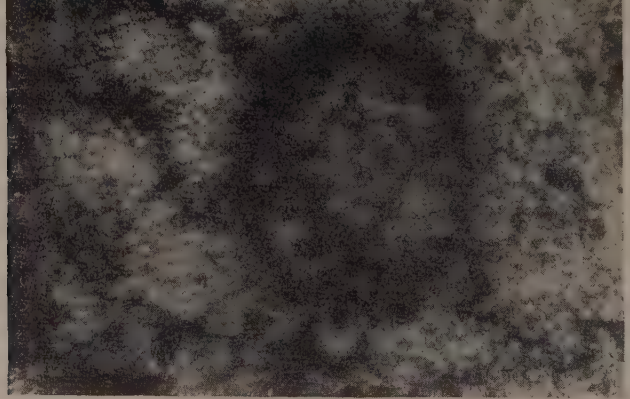


Рис. 4. Порошковая фигура, полученная на той же поверхности монокристалла для сопоставления с рис. 3 (увел. 150×)

* Детальное сопоставление получаемых этими способами картин сделано в р
боте [7].

В какой мере удается при помощи электронного зеркала перейти верхсветовым разрешениям, пока сказать трудно в силу недостаточной ченности вопроса о зеркале с отражающим электродом, содержащим нитные микрополя.

Визуализация магнитной микроструктуры модуляционно-пленочным методом

Возникает естественный вопрос: нельзя ли применить современный про-нивающий электронный микроскоп с его высоким полезным увеличением к исследованию доменных границ. Один способ такого применения был предложен еще в 1944 г. Мартоном и экспериментально осуществлен Экартом и Эльшером в 1952 г. [8].

Идея их метода состоит в том, чтобы осадить ферромагнитный порошок на кристалл,

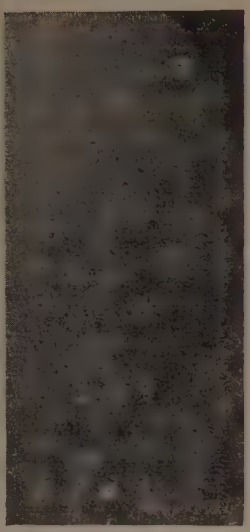


Рис. 5. Модуляционно-пленочное изображение локальных магнитных полей на монокристалле кобальта (увел. 60×)

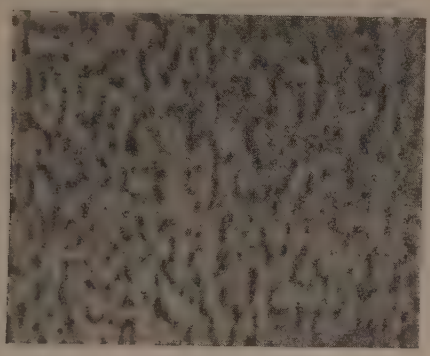


Рис. 6. Модуляционно-пленочное изображение локальных магнитных полей на кремнистом железе (увел. 120×)

ть отпечаток и затем рассматривать его в просвечивающем элек-нном микроскопе. Используя этот метод, можно глубже продви-ься в изучении микроструктуры доменов, чем если пользовать-ветовым микроскопом. Этот метод достаточно прост и несомненно мо- привести к интересным результатам. Однако он передает не столько льеф магнитного поля на поверхности образца, сколько огибающий льеф частиц, расположенных в этом поле.

Естественно, возникает вопрос: нельзя ли получить отпечаток не с гео-рического рельефа, созданного осевшим порошком, а заставить плен-формироваться непосредственно под действием локальных магнитных ей? При этом поле будет действовать уже на молекулы и ионы, обра-ания предельно малые по сравнению с коллоидальными частицами фер-агнитного порошка, что позволит еще больше углубиться в микромир енных структур. Известно, что под действием электронного пучка на бардируемых им поверхностях может быть сформирована пленка. ли было замечено, что такие пленки, сформированные в определенных овиях на поверхности ферромагнетика, модулированы магнитными не-ородностями.

При малых увеличениях было установлено общее соответствие с порош-ыми фигурами. В настоящее время выясняется вопрос — в ка- мере эти изображения детально соответствуют порошковым фигурам. рис. 5 и 6 приведены фотографии магнитных неоднородностей на по-

верхностях кобальта и кремнистого железа способом, который целесооразно именовать модуляционно-пленочным*. Эти результаты носят ещ предварительный характер**.

Мы считаем, что наряду с косвенными электронооптическими методами изучения микрополей целесообразно развитие прямых электронооптических методов, поскольку они дадут возможность наблюдать динамические и температурные процессы, связанные с доменной структурой, а также перспективны для проведения исследований на сверхсветовых разрешениях.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Germer L. N., Phys. Rev., 62, 295 (1942).
2. Marton L., Lochenbruch S. H., Journ. Appl. Phys., 20, 1117 (1949).
3. Соболева Л. П., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 511 (1954).
4. Спивак Г. В., Канавина Н. Г., Сбитникова И. С., Черныш И. Н., ДАН СССР, 92, 541 (1953).
5. Спивак Г. В., Канавина Н. Г., Сбитникова И. С., Домбровская Т. Н., ДАН СССР, 105, 706 (1955).
6. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— ГТТИ, М.— Л., 194
7. Спивак Г. В., Прилежаева И. Н., Азовцев В. К., ДАН ССС 105, 965 (1955).
8. Eckardt A., Elschner B., Naturwiss., 39, 566 (1952).
9. Спивак Г. В., Домбровская Т. Н., Седов Н. Н., ДАН СССР, 1 78 (1957).

---

* В этой части работы принимал участие Н. Н. Седов.

** Качественное изображение доменов на поверхности того же образца кобальта получено при помощи фотоэлектронов в работе [9].

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

К. П. БИН

ПРИРОДА ГРАНИЦ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБЛАСТЕЙ

(Резюме доклада)

Для точного измерения поверхностной энергии границ ферромагнитных доменов был применен новый метод. Цилиндрическая проволока из сплава 65% Ni + 35% Fe с осевой анизотропией, созданной механическими напряжениями, подвергается воздействию импульсного магнитного поля, направленного противоположно первоначальной намагниченности.

Вследствие экранирования внешнего поля вихревыми токами создается цилиндрическая граница ферромагнитной области, отделяющая внешнюю область проволоки, перемагничивающуюся в противоположном направлении, от внутренней области, где сохраняется начальное направление намагниченности. В нулевом поле эта граница сокращается вследствие своей поверхностной энергии, но это движение может быть заторможено полем, стремящимся ее расширить. Поверхностная энергия рассчитывается по величине тормозящего поля и величине радиуса границы.

Измерения зависимости поверхностной энергии от анизотропии позволяют произвести разделение факторов, вносящих вклад в поверхностную энергию, и, в частности, дают значение «обменной жесткости» для этого сплава порядка $(1{,}0 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-6}$ эрг см$^{-1}$. Этот результат будет сравниваться с различными теоретическими предсказаниями. Дополнительно предложен опыт, позволяющий измерять толщину границы. Изменение уравновешивающего поля, вызываемое пропускаемым по проволоке током, пропорционально, грубо говоря, интегралу периферийной компоненты намагниченности по радиусу проволоки. Этот интеграл является мерой толщины границы.

Предварительные измерения этой величины хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями.

Исследовательская лаборатория
Дженерал Электрик, Скеннектеди

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Л. Ф. БЕЙТС

О ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТАХ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ

1. Введение

Обзор результатов экспериментальных исследований тепловых эффектов сопровождающих намагничивание ферромагнитных металлов и сплавов при постепенном изменении намагничивающего поля, был дан в двух не давно вышедших работах Бейтса [1] и Бейтса и Маршалла [2]. В настоя щем сообщении будет говориться только о некоторых усовершенствования техники измерений и о новых результатах измерений ферромагнитных ве ществ. Хорошо известно, что наблюдаемые тепловые изменения очень малы так что требуется измерение изменений температуры порядка 10^{-6} град применяемые в Ноттингеме методы измерений известны, и поэтому здес они будут описаны лишь кратко. Образцы, с которыми проводились иссле дования, обычно имели форму стержней или проволоки длиной 40 см ф 0,5 см или менее. Образец укреплялся вертикально внутри намагничи вающего соленоида с водяным охлаждением: отдельно компенсировалас вертикальная составляющая земного поля. Изменение намагничивающег тока производилось включением сопротивлений параллельно соленоиду В цепи источника питания всегда имелся дроссель с большой индуктив ностью и небольшим сопротивлением, препятствующий быстрым изме нениям поля, так как последние могли бы вызвать вихревые токи, нагре вающие образец.

Изменения температуры, сопровождающие намагничивание, измеря лись системой из 20 медно-константановых термопар, «горячие» спаи кото рых прикреплялись к образцу, а «холодные» спаи располагались вблиз образца, но не соединялись с ним. Каждая термопара имела свою собствен ную первичную обмотку в трансформаторе, сердечник которого был из готовлен из мю-металла. Вторичная обмотка этого трансформатора при соединялась к чувствительному гальванометру с большим периодом ко лебаний. Первоначальное расстояние до шкалы гальванометра составлял 8 м, и отброс балластического гальванометра, вызванный внезапным из менением температуры образца, наблюдался через большую зрительну трубу. При изменении температуры в цепи каждой термопары появлялс ток; поток, пронизывающий вторичную обмотку трансформатора, изме нялся и затем в течение короткого промежутка времени оставался неиз менным; при этом гальванометр давал отброс, после которого «зайчик гальванометра возвращался в свое первоначальное положение В дальнейшем (см. Бейтс и Шерри [3]) зрительная труба была заменен фотоэлектронным усилителем, подобным описанному Престом (1946), н без отрицательной обратной связи. Применение усилителя незначительн увеличивало общую чувствительность установки, но главное, оно значи тельно облегчило отсчет показаний.

Установка обычно градуировалась при помощи адиабатическог охлаждения образца при внезапном приложении нагрузки к его ниж нему концу. В соответствии с уравнением Джоуля:

$$\Delta T = -\alpha TF/J\rho SA \quad \text{или} \quad \Delta Q = -\alpha TF/A,$$

где ΔT — изменение температуры, возникающее в результате приложени

стержню с коэффициентом теплового расширения α усилия F (дин), — удельная теплоемкость, ρ — плотность, A — площадь поперечного нения и T — абсолютная температура образца. Часто удобнее вычис- ть соответствующее количество тепла ΔQ (эрг см$^{-3}$.)

Другие методы градуировки, как, например, пропускание через обра- д переменного тока низкой частоты или расчет, основанный на законе рбурга, также нами часто применялись в специальных случаях. Вопросы епления образцов, исключения ошибок, вызванных вихревыми токами, др. рассмотрены в статьях [1—3]. Петли гистерезиса образцов опреде- лись обычным баллистическим методом при помощи обмотки, поме- нной на центральной части образца; размагничивающий фактор учиты- лся.

Так как материалы с высокой коэрцитивной силой обычно имеются лько в виде коротких образцов и требуют намагничивающих полей, ачительно больших, чем те, которые можно было бы без особого труда лучить в соленоиде, Бейтс и Симпсон [4] применили другую технику магничивания. Образец закреплялся между полюсами электромагнита, ичем между поверхностью полюсов и образцом прокладывались тонкие сты мягкой резины. Полюсные наконечники охлаждались водой. Тер- изоляции образца уделялось большое внимание. Для измерения темпе- туры ими применялась одна термопара, присоединявшаяся к чувстви- льному гальванометру с гальванометрическим усилителем. «Холодный» ай медно-константановой термопары находился на расстоянии около –3 мм от «горячего» спая. Термопара прикреплялась вдоль оси эбони- вой трубки; «горячий» спай выступал из одного ее конца и, отогнутый виде диска, плотно прижимался к плоской поверхности образца.

2. Теоретические предпосылки

Теперь обратимся к теории вопроса. В своем важном исследовании ратимых процессов, сопровождающих намагничивание, Стонер и Родс показали, что обратимая составляющая теплового изменения $\Delta Q'$ при менении напряженности поля от H_1 до H может быть записана в виде:

$$[\Delta Q']_{H_1}^{H} = a\int_{H_1}^{H} d(HJ) + b\int_{H_1}^{H} H\,dJ, \qquad (1)$$

J — намагниченность, a и b — постоянные исследуемого материала.

Первый член правой части уравнения (1) дает изменение тепла, вызван- изменением спонтанной намагниченности; постоянная a равна $\left(\frac{T}{J_0}\right)\left(\frac{dJ_0}{dT}\right)$, где J_0 — спонтанная намагниченность.

Второй член представляет собой изменение тепла, вызванное только ратимыми процессами вращения; постоянная b равна $\left(\frac{T}{k}\right)\left(\frac{dk}{dT}\right)$, где k— дуль соответствующей константы анизотропии K.

Рассмотрим первый член в правой части формулы (1). Так как обычно клон кривой $J_0(T)$ отрицательный, то коэффициент a — положительный, ри уменьшении поля от состояния насыщения интеграл отрицателен ычно принято начинать со значения напряженности поля, принятого от- цательным). В этом случае первый член, следовательно, отрицателен и тветствует охлаждению. Так как вблизи состояния насыщения процессы щения выражены весьма слабо, то, принимая, что коэффициенты a и b ют сравнительно небольшую величину, получим, что второй член или нь мал, или равен нулю. Поэтому мы всегда предполагали начальное лаждение образца. При последующем уменьшении магнитного поля

влияние процессов вращения становится более значительным и интегра во втором члене перестает быть столь малым. Знак коэффициента b зави сит от того, увеличивается или уменьшается k с повышением температуры Ясно, что, когда магнитное поле мало, особенно при значениях H, близки к значению коэрцитивной силы, происходят необратимые процессы, выражение (1) перестает быть справедливым до тех пор, пока не будут до стигнуты положительные значени напряженности поля, существенн повышающие значение коэрцитивно силы.

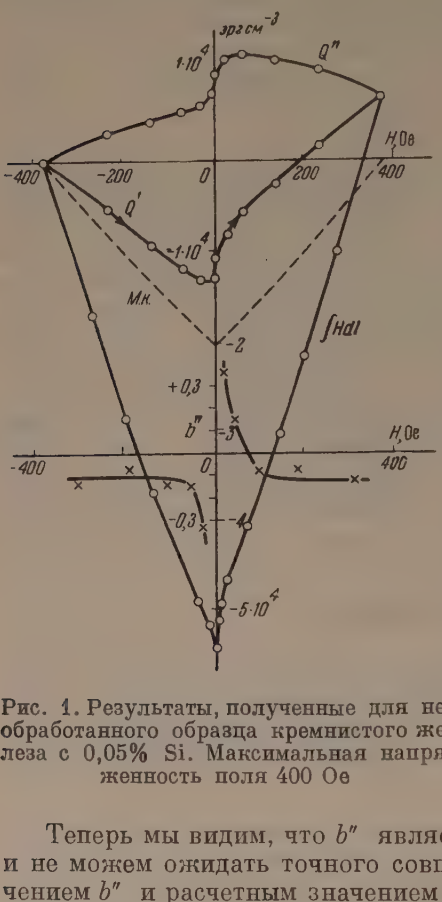


Рис. 1. Результаты, полученные для необработанного образца кремнистого железа с 0,05% Si. Максимальная напряженность поля 400 Oe

Если из наблюдаемого тепловог изменения вычесть ту его часть, ко торую можно считать вызванной из менениями спонтанной намагничен ности, то, следуя Стонеру и Родсу можно записать:

$$Q'' = \Sigma\, dQ' - a\int d(JH) = \int b'' H dJ. \quad (2$$

В этом выражении b'' соответству ет b в формуле (1), но оно введен под знак интеграла с тем, чтоб учесть возможные изменения этог коэффициента при расчете Q'' по эк периментальным данным. Следова тельно, $b'' = \frac{(dQ''/dJ)}{H}$ и, для того чт бы стало вполне ясно, как воспол зоваться результатами измерений, м можем записать:

$$b'' = \frac{\Delta Q''}{\Delta \int H dJ}.$$

Теперь мы видим, что b'' является весьма важной величиной, хотя м и не можем ожидать точного совпадения между экспериментальным зн чением b'' и расчетным значением b, поскольку последнее точно не извес но, а первое может несколько изменяться под влиянием других процесс не принятых во внимание в предыдущих рассуждениях. Но сравнение в личин b и b'' для многих материалов представляет очевидный интере сейчас имеется уже много характерных данных (см. Бейтс и Маршалл [2] Некоторые новые попытки разделения обратимых и необратимых эффект описаны ниже.

Работы Бейтса и Маршалла с кремнистым железом дают весьма хор шие примеры применения теории Стонера и Родса. Рассмотрим кратко данные для образцов из кремнистого железа с 0,5% Si. Результаты д необработанного материала, т. е. для твердотянутого состояния, показа на рис. 1. Сначала материал был намагничен в поле (отрицательном) напр женностью ~ 400 Oe. Начиная с левой стороны рисунка, движение по кр вой Q' соответствует постепенному уменьшению магнитного поля обра ца.

Заметное вначале охлаждение образца сменяется после прохожден коэрцитивной точки резко выраженным нагревом. Ордината крайн точки в правой части рисунка соответствует теплу, затрачиваемому п прохождении половины цикла намагничивания. (Из-за экономии мес мы не дополняли рисунок и оборвали кривую на половине цикла.)

Кривая, отмеченная буквами М. к. (что означает магнетокалорическая), казывает изменение тепла, соответствующее $a\int d(JH)$ и рассчитанное при ределенном значении a, равном $3{,}40 \cdot 10^{-2}$. Заслуживает внимания то, что гнетокалорический эффект проявляется не только в области сильных лей и что он должен быть принят во внимание при любых полях. Кри- я Q'' получена как разность ординат кривых Q' и М. к. Наконец мы имеем ивую $\int HdJ$; по ней и по кривой Q'' для определенных приращений H жно найти приращение Q'' и $\Delta\int HdJ$ и рассчитать личину b'' (показана в ниж- й части рис. 1). Мы видим, о b'' — небольшая постоян- я отрицательная величина, исключением области сла- их полей, где теория Сто- ра и Родса не применима.

На рис. 2 мы имеем со- ветствующие данные для го же образца из кремни- ого железа, но после нор- льного рабочего отжига: гревание до 830° в течение имерно 15 час, 20 час вы- ржки при 830° «в собствен- й атмосфере», затем при- рно 48 час в атмосфере све- льного газа. Величины b'' али теперь положитель- ми. Особое внимание сле- ет обратить на ход кривых $''$ и Q'', особенно на своеоб- зные «провалы» в области $=0$. При сравнении кривых $''$ на рис. 1 и 2 возникает редположение, что этот «про-

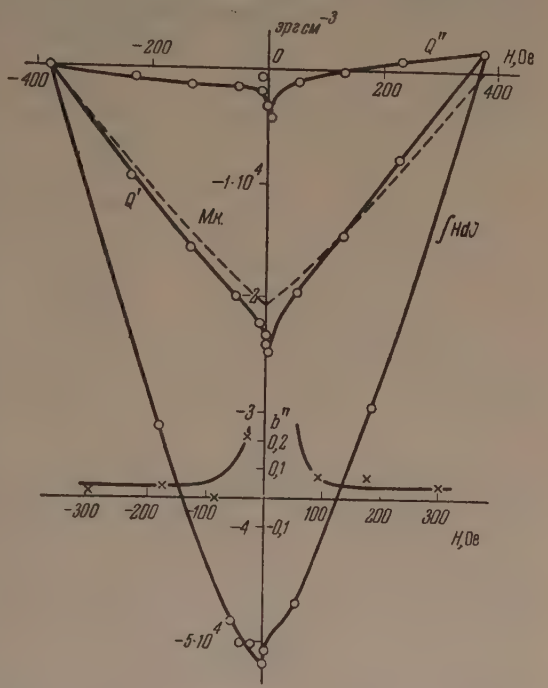


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для отожженного образца

ал» должен быть тесно связан с явлением смещения границ, которое олжно быть значительно более резко выражено в случае отожженного бразца. «Провал» является наиболее интересным местом кривой, по- кольку он находится в области, где можно предположить наличие необ- атимого нагрева. Пытаясь найти удовлетворительное объяснение этого вления, мы проделали большую работу, частичное описание которой едставлено ниже.

3. Разделение обратимых и необратимых эффектов

Ясно, что при сравнении экспериментальных данных с теорией Стонера Родса мы значительно продвинемся вперед, если сможем разделить об- атимые и необратимые составляющие тепловых изменений, наблюдаемых ри изменении намагниченности. До настоящего времени были сделаны три опытки экспериментально измерить обратимые тепловые изменения; ервой был метод непосредственных измерений, примененный Окамура 5] к большому числу материалов, но его метод не оказался достаточным, отя полученные при помощи его результаты, несомненно, дают представ- ение о величине обратимых и необратимых эффектов в отдельности. Зна- ительно позже Тэбл, Вуд и Флорентин [7] применили простое соотношение ермодинамики, приведенное ниже в уравнении (4), а Бейтс и Шерри[3] рименили метод непосредственных измерений, аналогичный методу из- ерения обратимой магнитной восприимчивости, а именно при помощи

создания в данных точках гистерезисного цикла небольших прямых и об ратных приращений. В области средних и сильных полей последний метод несомненно эффективен, но в области слабых полей пришлось бы произ водить весьма малые приращения, особенно в случае материалов с малой коэрцитивной силой. Однако этот метод оказалось возможным применить к образцам из электролитического кобальта; считают, что этот метод можно с уверенностью применять для лю бого материала, если обеспечить достаточ но высокую тепловую чувствительность измерительной установки.

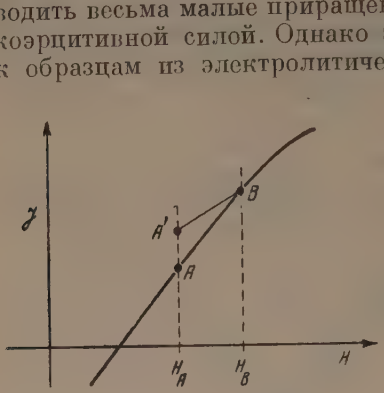


Рис. 3. Метод разделения обратимых и необратимых тепловых изменений

Изображенная на рис. 3 кривая за висимость J (H) соответствует участку гистерезисной кривой ферромагнитного материала, проходящего гистерезисный цикл и достигшего состояния, соответст вующего точке A. Далее напряженность поля изменилась от H_A до H_B, и тепловой эффект, сопровождающий это изменение измерен описанным выше способом. Те перь, вместо того чтобы продолжать дви жение по циклу, напряженность поля воз вращается к значению H_A, и если шаг AB не является полностью обратимым, то материал теперь будет находиться в состоянии A', которое отличается от A. Если добавочный шаг — обратимый, то при последую щем увеличении напряженности поля до H_B должен произойти возврат в состояние B. Это верно лишь в том случае, если шаг AB бесконечно мал практически же изменение должно быть конечным и достаточно большим чтобы можно было измерить тепловой эффект. Проверкой того, что данный процесс обратим, является сравнение изменений тепла, сопровождающих шаг BA' и шаг $A'B$; эти тепловые изменения должны быть равны по вели чине и противоположны по знаку, как и соответствующие изменения на магниченности. Приращение напряженности поля выбиралось так, чтобы разница между величинами тепловых изменений была меньше эксперимен тальной ошибки, и, следовательно, в первом приближении площадь замк нутого частного цикла настолько мала, что можно пренебречь необрати мыми эффектами.

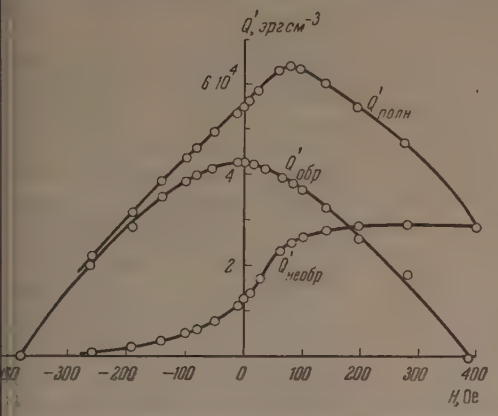
Мы вправе предположить, что шаг $A'B$ представляет обратимую часть шага AB, если дополнительный шаг является обратимым; при этом из меренная величина $\Delta Q'_{\text{обр}}/\Delta H$ не должна сильно отличаться от действи тельной предельной величины и в намагниченности должно быть только малое количество необратимых скачков, так как, в противном случае, част ный цикл не оказался бы замкнутым. Отсюда следует, что непосредствен ное разделение может быть удовлетворительно проведено, если выбра материал с умеренной коэрцитивной силой.

Такие измерения впервые были проведены с образцом электролити ческого кобальта как до, так и после термической обработки. Необратимы изменения определялись из простого соотношения:

$$Q'_{\text{полн}} = Q'_{\text{обр}} + Q'_{\text{необр}}. \qquad (3$$

Некоторые результаты для образца кобальта, подвергнутого терми ческой обработке, показаны на рис. 4, из которого следует, что крива полного изменения тепла $Q_{\text{полн}}$ имеет обычную для кобальта форм (Бейтс и Гаррисон, 1948): она плавно поднимается к максимуму, а зате опускается до значения, соответствующего потере энергии за половин цикла. Крайние части кривой почти линейны, так как в этой област линейна функция $\int HdJ$. Полный нагрев хорошо согласуется с величино вычисленной по закону Варбурга. Кривая необратимых изменений $Q_{\text{нео}}$

удовлетворительна, поскольку при увеличении поля происходили лишь большие изменения; наибольшее выделение тепла соответствовало крутой части гистерезисного цикла, а средний подъем наблюдался при значениях напряженности поля H, соответствующих коэрцитивной силе Ое). Необратимое охлаждение не наблюдалось. Кривая обратимых менений симметрична относительно оси $H = 0$, и полное изменение ла составляет лишь —1400 эрг см$^{-3}$. Это расхождение легко укладывается в пределы экспериментальной ошибки; причем наибольший наблюемый обратимый нагрев составлял 42800 эрг см$^{-3}$.



. 4. Разделение обратимых и необратимых менений для образца кобальта после термической обработки

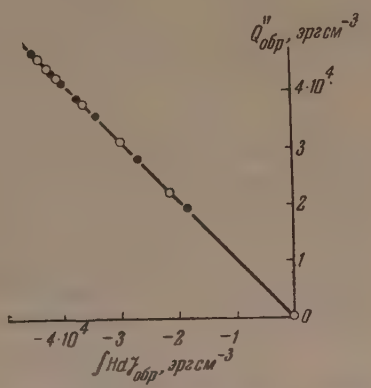


Рис. 5. Проверка теории Стонера и Родса для образца кобальта после термической обработки

Количественная проверка результатов была проведена на основании рии Стонера и Родса; таким образом, мы можем теперь рассматривать ько эффект обратимого вращения. Изменения энергии, обусловленные вращением, обозначенные как $Q''_{\text{обр}}$, могут быть получены, как это дует из формулы (1), путем вычитания из $Q'_{\text{обр}}$ величины эффекта, ванного изменением спонтанной намагниченности. К счастью, посний эффект в кобальте мал, поскольку мало отношение dJ_0/dT. Полученные из опыта результаты и теория проверялись постоянством коэффициента b'':

$$b'' = \frac{\Delta Q''_{\text{обр}}}{\Delta \int H dJ_{\text{обр}}}.$$

Результаты для обратимых изменений намагниченности были получены путем одинаковых «обратимых» шагов и вычисления величины $\int H dJ_{\text{обр}}$. Снова следует подчеркнуть, что метод является лишь первым приближением, так как величина $\int_{-H_{max}}^{+H_{max}} H dJ_{\text{обр}}$ оказалась не равной нулю, это ожидалось, а имела небольшое положительное значение.

На рис. 5 показана зависимость $Q''_{\text{обр}}$ от $\int H dJ_{\text{обр}}$ для того же обца, что на рис. 4. На этом графике светлые кружки соответствуют результатам, полученным для значений H от —400 Ое до нуля, а черные — значений H от нуля до +400 Ое. Крайняя верхняя точка снята при чении поля, равном нулю. В пределах ошибки эксперимента восходие и нисходящие точки ложатся на одну и ту же прямую линию; показывает, что постоянство величины b'' справедливо и для области ьма слабых полей. Предыдущие результаты показывали, что b'' являя постоянной величиной только в области сильных полей, а теперь мы ем непосредственное подтверждение теории Стонера и Родса для всей

области полей. Экспериментальные результаты дают значение $b'' = -1{,}1$ хорошо согласующееся с расчетной величиной, особенно если учест возможную неточность значения dK/dT.

В случае образца кобальта, не подвергавшегося термической обработ ке, результаты можно считать также удовлетворительными; коэффициен b'' оставался постоянным для большого диапазона напряженности пол и лишь при приближении напряженности поля к нулю было обнаружен небольшое увеличение коэф фициента. Найденное значе ние b'', равное —1,3, был снова вполне удовлетвори тельным; небольшая разниц между двумя измеренным значениями b'' не существен на, поскольку теоретическа величина составляет —1,27

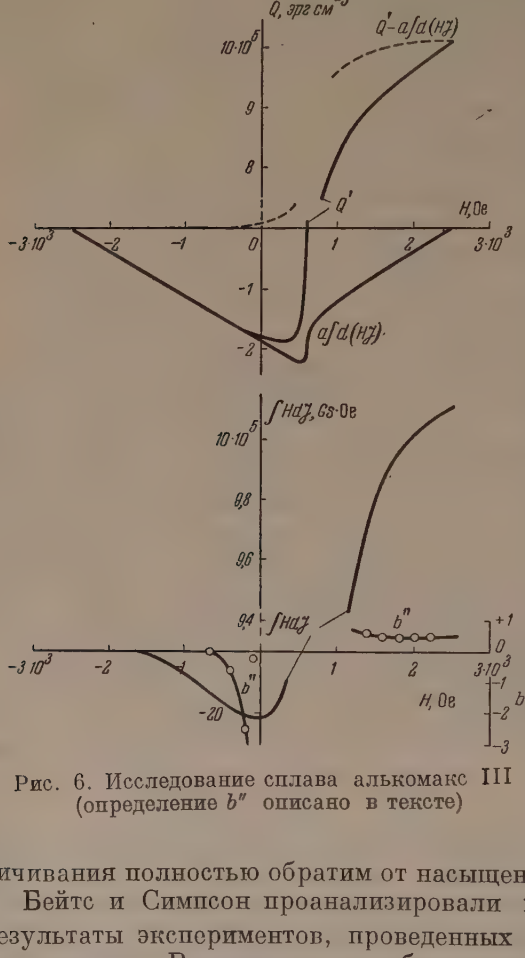


Рис. 6. Исследование сплава алькомакс III (определение b'' описано в тексте)

Подобный способ разделе ния обратимых и необрати мых процессов был примене в работе Бейтса и Симпсон [4] при исследовании высоко коэрцитивных сплавов, и н при имеющейся чувствител ности установки не было во можности производить изме рения при достаточно малы изменениях поля. Однако ис следования не были беспло ны, так как в результате эк перимента ясно выявилис участки цикла, где процес намагничивания полность обратим. Например, в случа образца из сплава альни при исследовании, начато с намагниченным до нас щения образцом, было обн ружено, что процесс нама ничивания полностью обратим от насыщения (свыше 2 200 Oe) до 800 O

Бейтс и Симпсон проанализировали в соответствии с формулой (результаты экспериментов, проведенных с семью высококоэрцитивны материалами. Результаты для образца из сплава алькомакс III (8% A 13,5% Ni, 50% Fe, 24,5% Co, 3% Cu, 1% Nb) даны на рис. 6, где измен ния Q', $a\int d(HJ)$ и $\int HdJ$ в зависимости от H показаны для тех област поля, где необратимые процессы малы или равны нулю. Интегралы опр делялись путем измерения площади, ограничиваемой петлей $J(H)$. О кривой $a\int d(HJ)$ выбраны так, чтобы она совпадала с кривой Q' в лев части рисунка. Это значит, что на начальных участках цикла происход изменения только спонтанной намагниченности. Сказанное дает возмо ность по изменению тепла на этих участках вычислить величину a, а з позволит затем определить $a\int d(HJ)$ и коэффициент b''. Мы видим, что д отрицательных полей, начиная от насыщения и приблизительно — 400 Oe, кривая $a\int d(HJ)$ и тепловая кривая Q' в точности совпада откуда следует, что $a = 0{,}094$ и что во всей этой области b'' равно нул Изменения b'' в остальной части цикла совпадают с результатами, п лученными в ранних работах, которые считаются характерными для

ратимых процессов, в которых процессы вращения играют незначитель-ю роль. В целом теория Стонера и Родса полностью согласуется с спериментальными результатами, хотя экспериментальное значение a сколько больше предполагавшегося.

4. Дальнейшее рассмотрение теории

Формула (1) может быть выражена в более общей форме, если исходить рассмотрения свободной энергии (Тиль, 1955):

$$[Q']_{H_1}^{H} = C\int_{H_1}^{H} H\,dJ - \frac{T}{J_0}\cdot\frac{dJ_0}{dT}[HJ - (HJ)_1], \tag{4}$$

е C соответствует процессам, происходящим при изменении намагни-ности. Здесь мы видим, что второй член зависит только от магнитного стояния в начале и в конце изменения намагниченности, соответствую-й изменению Q'; он учитывает как обратимые, так и необратимые из-нения. Первый член, как это следут из уравнения, зависит от действи-льного пути, по которому происходит изменение магнитного состояния, может быть применимым только к обратимым изменениям. При этом мы жем представлять различные процессы, определяющие только первый ен, и теоретически исследовать их влияние на изменение Q'. Так, если менение намагниченности происходит только из-за смещения границ, C в уравнении (4) равно $\frac{T}{\gamma}\cdot\frac{d\gamma}{dT}$, где γ — энергия на единицу площади аницы между доменами. Если мы предположим, что движение доменной аницы задерживается в соответствии с теорией неоднородности механи-ских напряжений, то C выражается как

$$C = \frac{T}{J_0}\cdot\frac{dJ_0}{dT} + \frac{T}{\lambda_s}\cdot\frac{d\lambda_s}{dT},$$

е λ_s — магнитострикционный коэффициент насыщения. Из рассмотре-я магнетостатической энергии, вызванной свободными полюсами, и еелевской теории полей рассеяния могут быть также получены другие ражения, что приводит к

$$C = \frac{2T}{\lambda_s}\cdot\frac{d\lambda_s}{dT} - \frac{T}{K}\cdot\frac{dK}{dT}.$$

Эти выражения для первого члена уравнения недавно анализирова-сь в диссертациях Лилли (Университет в Лидсе, 1952) и Тиля (там же, 55).

5. Экспериментальные работы Университета в Лидсе

Доктор Р. С. Тэбл (которому я обязан возможностью сделать сообще-я о работах, проделанных в Университете в Лидсе) и его сотрудники по-тались провести измерения в условиях, когда происходят только обра-мые изменения намагничивания и когда со всей строгостью применима ория Стонера и Родса. Они избежали трудностей измерения $(\partial Q'/\partial H)_s$ и обратимых изменениях путем измерения $(\partial J/\partial T)_H$ и расчета первой личины на основании уравнения термодинамики:

$$(\partial Q'/\partial H)_s = -T\,(\partial J/\partial T)_H, \tag{5}$$

этому для данной работы более удобно писать уравнение (1) в диффферен-альной форме:

$$(\partial Q'/\partial H)_s = a\{J + H\,(\partial J/\partial H)_T\} + bH\,(\partial J/\partial H)_T. \tag{6}$$

Тогда b'' может быть рассчитано на основании выражения:

$$b'' = \frac{(\partial Q'/\partial H)_s - a(J + H\chi_{обр})}{H\chi_{обр}}, \qquad (7$$

где $\chi_{обр}$ — обратимая магнитная восприимчивость, равная $(\partial J/\partial H)_T$.

Их метод включал измерение изменения намагниченности порядк 1 электромагнитной единицы в образце при его нагревании и охлаждени на 1° посредством потока жидкости. Они применяли поликристаллически образцы в форме длинного узкого эллипсоида; изменение намагниченно сти измерялось при помощи магнетометра. Кроме того, были исследован образцы из монокристалла в форме рамки; изменения намагниченност определялись посредством измерительной катушки, замкнутой на галь ванометр с фотоэлектронным усилителем.

Я надеюсь показать их результаты для поликристаллических образцо никеля (коэрцитивная сила 2,1 Oe) и кобальта (коэрцитивная сила 28 Oe Они хорошо согласуются с результатами, полученными в Ноттингеме дл полного теплового изменения Q', и, в частности, с кривыми, полученным Бейтсом и Шерри и приведенными выше на рис. 4. Величина b'' для ни келя при значениях напряженности поля порядка 100 Oe у них составляе —4,35, что хорошо совпадает с расчетной величиной —4,5, полученной Сто нером и Родсом. Для кобальта в интервале напряженности поля 200÷400 Oe их величина равномерно уменьшалась от —1,10 до —1,14, что хо рошо совпадает с расчетной величиной, равной —1,1. Они не нашли приз наков уменьшения b'' в области сильных полей.

Тэбл и его сотрудники, основываясь на величине b'', пытались объяснить процесс намагничивания иначе, чем посредством вращения Другими словами, они пытались найти составляющие коэффициента в уравнении (6). Однако это было связано со значительными трудностям вследствие малости отдельных составляющих эффекта. Но они еще на деются показать при помощи опытов с растянутыми монокристаллами на личие процессов, связанных с полями рассеяния, поскольку изменяетс знак b''.

6. Экспериментальное исследование ферритов

Ясно, что изучение разных материалов очен важно для попытки вы яснить, какой из ряда возможных процессов приводит к изменению на магниченности, а также объяснить явление «провала»; при этом можн было предполагать, что изучение ферритов могло быть вполне успешным

Первые эксперименты с этими материалами были сделаны Бейтсо и Шерри (1953 и 1955), которые применили четыре образца из Ni-Zn феррита, состав которых колебался в диапазоне от 15% NiO, 35% ZnO д 48% NiO и 2% ZnO. Эти специальные материалы имеют низкую точк Кюри в диапазоне 130÷550°, и соответственно $\frac{T}{J_0} \cdot \frac{dJ_0}{dT}$ (первый член в вы ражении для C в формуле (4)) у них настолько велико, что обычны магнетокалорический эффект в этих материалах резко выражен.

Только в случае образца с наименьшим содержанием цинка Бейтс Шерри обнаружили некоторый заметный признак необратимых процессо которые как своего рода ступенька накладываются в области слабых поле на большой магнетокалорический эффект.

В основном магнетокалорический эффект обусловливался изменение спонтанной намагниченности с температурой, и процессы вращения, к нечно, были весьма малы. Однако были найдены значительные доказа тельства существования «провала», и тщательное исследование доказал что это является реальностью, достаточно удовлетворительного объясн ния которой мы не имеем.

Исследования ферритов недавно были проведены Кристоффелем, к

ому удалось значительно повысить чувствительность измерений. Не-горые из полученных им интересных результатов мы здесь приводим.
Во-первых, при опытах с промышленным Mn-Zn-ферритом, имеющим рцитивную силу 0,5 Oe, $B_{max} = 4000$ Gs и малую остаточную индукцию, ловые изменения в полях от нескольких сотен эрстед до 15 Oe зывались почти исключительно магнетокалорическим эффектом, однако лось небольшое влияние вращения, так как намагниченность несколько личивалась с увеличением поля даже после достижения им напряжен-сти 300 Oe; кривая $Q''(H)$ имеет ясно выраженный положительный мак-мум в полях вблизи $H = 0$. Найдено, что величина b'' постоянна и равна имерно 1,0 во всем диапазоне $\pm$ (300 ÷ 15) Oe, но в диапазоне полей 5 Oe b'' резко падает — примерно до —4 или —5. Следовательно, здесь тались другие процессы, кроме вращения и изменения спонтанной на-ниченности.

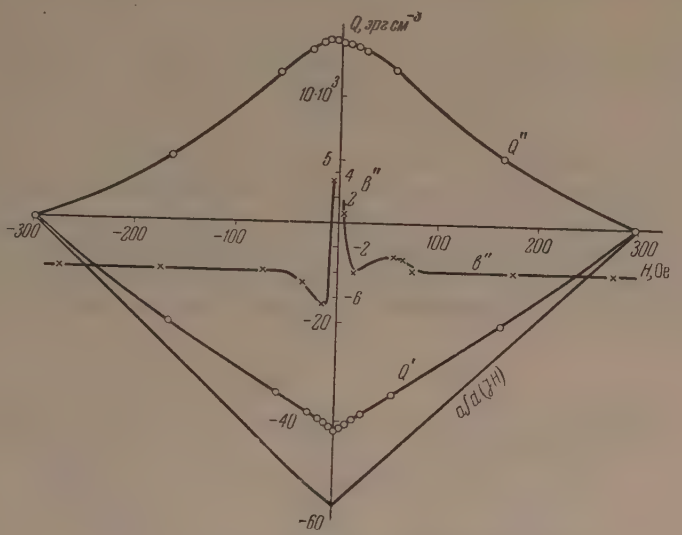


Рис. 7. Результаты, полученные для промышленного образца Mn-Mg-феррита

Во-вторых, при экспериментах с промышленным Mn-Mg-ферритом с рцитивной силой 1,6 Oe и $B_{max} = 3500$ Gs, с прямоугольной петлей о значительно меньшим магнетокалорическим эффектом, чем у первого своих образцов, Кристоффель получил результат, показанный на рис. 7. есь кривая Q' имеет ясно выраженный «провал» в полях ниже 10 Oe, b'' достигает положительных значений. В сильных полях b'' прибли-ельно равно —4. Некоторые колебания b'' в областях —50÷ —10 +10÷ +80 Oe следует в дальнейшем внимательно изучить и продол-ть эти интересные эксперименты с другими типами ферритов.

7. Эксперименты с ферромагнитными сплавами

В первых исследованиях Бейтса и Вестона (1941) и Бейтса и Гаррисона 48) были изучены некоторые ферромагнитные сплавы, в особенности которые имели сравнительно высокую коэрцитивную силу. Однако рытие «провала» у кремнистого железа вызвало необходимость прове-на установке с высокой чувствительностью ряд измерений на сплавах алой коэрцитивной силой, такими, как монокристаллы железа и крем-того железа.

Такие эксперименты недавно провел Д. И. Сансом; здесь высказы-тся предварительное мнение о его результатах. Оценка является пред-ительной, так как обнаружено, что градуировка тепловых измене-

ний является не вполне совершенной, вследствие того, что точные зна
чения коэффициента теплового расширения сплавов не известны; в дал
нейшем предполагается их измерить.

В следующей таблице приведены приближенные данные для образцо
нескольких промышленных сплавов, которые имели форму круглых стерж
ней длиной 36 см и ф 4 мм, исключая сплав H. C. R, который имелся тольк
в виде тонких полос; образец собирался из 12 полос, каждая размером 400 ×
4×0,2 мм.

Сплав	Состав, %	J_{max}, Gs	H_c, Oe	$\int_{-100}^{+100} HdJ$, эрг см$^{-3}$	a
Мю-металл	77 Ni + 14 Fe *	568	0,035	80	0,267
H. C. R.	50 » + 50 »	1230	0,12	670	0,143
Радиометалл	50 » + 50 »	1230	0,16	940	0,142
Ро-металл	36 » + 60 »	1220	0,21	1220	0,127

Ясно, что большинство этих сплавов содержит, кроме никеля и железа
небольшие количества других металлов, улучшающих их свойства дл
промышленного применения. Особенно интересен сплав H. C. R. являю
щийся текстурованным материалом, с прямоугольной петлей гистерезиса
продольная ось полосы приблизительно совпадает с направлением легко
намагничивания [001] (радиометалл подобного состава не является тек
стурованным).

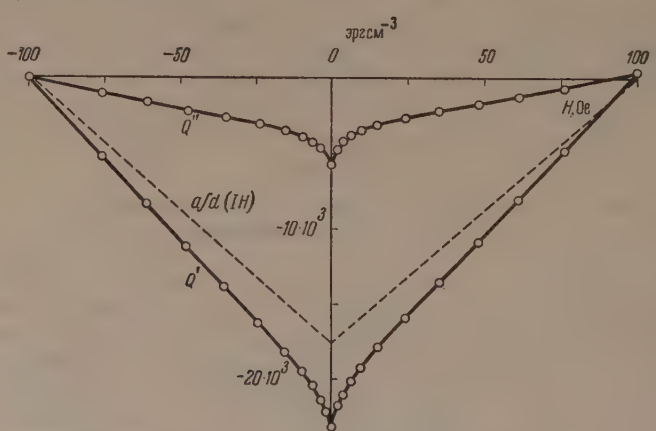


Рис. 8. Результаты, полученные для текстурованного сплава H.C.R. (50% Ni + 50% Fe)

Коэффициент $a = -T/J_0 \cdot dJ_0/dT$ определялся путем измерения и
менений температуры при насыщении в полях порядка 4000 Oe; выяснен
что точность определения величины a составляла примерно 4%. Величи
J_{max}, приведенная для сравнения, представляет собой интенсивность н
магничивания в поле 100 Oe.

Во всех случаях кривые $Q'(H)$ линейны при напряженности поля вы
100 Oe; в некоторых случаях линейная часть кривых идет дальше — пр
мерно до 20 Oe, исключая незначительную кривизну, приписываему
вращению. Кривая для мю-металла линейна вплоть до поля, равного н
лю, что объясняется, вероятно, его малыми анизотропией и магнет
стрикцией. Для всех образцов тепловые изменения, определяемые методо

* Остальное — примеси.

йтса и Шерри, являлись обратимыми примерно до 2 Ое, и, следовательно, при знании значения $\chi_{обр}$ можно было в каждом случае оценить личину b''.

Результаты для текстурованного сплава H. C. R. показаны подробно на с. 8 (принято, что коэффициент теплового расширения $\alpha = 10 \cdot 10^{-6}$ град$^{-1}$. а кривых $Q''(H)$ виден резко выраженный провал. На кривой (H) для радиометалла такого провала нет, несмотря на сходство состава.

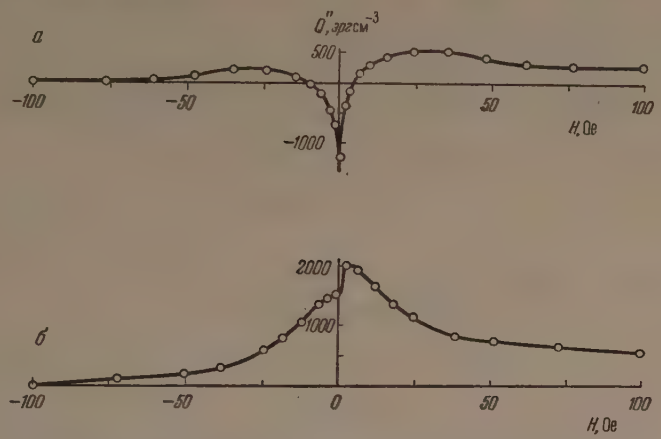


Рис. 9. Зависимость Q от напряженности магнитного поля: *а* — для текстурованного сплава H. C. R. *б* — для радиометалла; оба сплава содержат приблизительно 50% Fe и 50% Ni

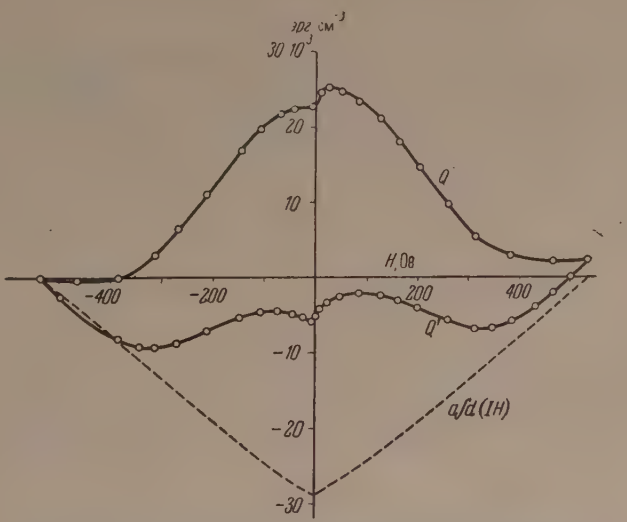


Рис. 10. Результаты, полученные для монокристаллического образца кремнистого железа с 3% Si

ля сравнения кривые $Q''(H)$ для обоих образцов показаны в большем масштабе на рис. 9, *а* и *b*, в предположении, что здесь $\alpha = 8 \cdot 10^{-6}$ град$^{-1}$; при этом из кривых можно было полностью исключить обычный магнетокалорический эффект.

На основании экспериментов мы можем сказать, что в мю-металле наблюдается только небольшой эффект вращения и не наблюдаются изменения, связанные со смещением границы, тогда как радиометалл дает больший эффект вращения, но в нем отсутствует смещение границ. Однако

сплав H. C. R. и ро-металл при большом эффекте смещения границ и малом эффекте вращения дают обусловленные эффектом смещения тепловые изменения противоположного знака. Можно предполагать поэтому, что эффект смещения сильно зависит от ориентации кристаллов. По этой причине были сделаны эксперименты с монокристаллическими образцами кремнистого железа. На рис. 10 показаны некоторые результаты для монокристаллического образца из кремнистого железа с 3% Si при намагничивании в направлении, близком к [111], т. е. к направлению трудного намагничивания. Здесь эффекты вращения весьма ярко выражены, и кривая $Q''(H)$ имеет широкий положительный максимум.

Случай только что привел нас к разработке нового электрического метода измерения $(\partial J/\partial T)_H$ для монокристаллических полосовых образцов и мы надеемся вскоре сообщить об этих измерениях.

8. Заключение

В данном сообщении сделана попытка дать анализ теоретической и экспериментальной сторон вопроса о тепловых изменениях, сопровождающих процессы намагничивания. Я бы хотел принести благодарность Департаменту промышленных и научных исследований и моим ученикам за их помощь в этой работе, а также моим друзьям, особенно доктору Е. В. Гортеру из исследовательской лаборатории Филипса в Эйндховене и доктору Г. Г. Сколфильду из Телеграфной строительно-эксплуатационной компании, которые охотно снабжали меня необходимыми материалами.

Ноттингемский университет,
Англия

Цитированная литература

1. Bates L. F., J. Phys. et Rad., **12**, 459 (1951).
2. Bates L. F., Marshall G., Rev. Mod. Rhys., **25**, 17 (1953).
3. Bates L. F., Sherry N. P. R., Proc. Phys. Soc., **B68**, 304, 642 (1955).
4. Bates L. F., Simpson A. W., Proc. Phys. Soc., **B68**, 849 (1955).
5. Stoner E. C., Rhodes O., Phil. Mag., **40**, 781 (1949).
6. Okamura T., Sci. Rep. Tôhoku Univ., **24**, 745 (1936).
7. Tebble R. S., Wood J. E., Florentin J. J., Proc. Phys. Soc., **B65**, 85 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Р. КУБО

О НЕКОТОРЫХ НОВЫХ ДОСТИЖЕНИЯХ В ОБЛАСТИ МАГНЕТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ТОКИО

Я хочу доложить здесь о некоторых последних экспериментальных ре-ьтатах, полученных моими коллегами в Токио. Я выделю четыре темы двух различных областей.

1. Магнитная восприимчивость переходных металлов вблизи точки плавления

Первая тема — это изменение магнитной восприимчивости χ переходных аллов и их сплавов в точке плавления. Эти исследования были проведены кагава [1] в лаборатории физического факультета нашего Университета. кагава провел тщательные измерения восприимчивости переходных ме-лов, таких, как Ni, Co, Fe, Mn, и их сплавов вплоть до 1600° в атмос-ре аргона.

Результаты сведены в таблицу (см. ниже). Они разделены на несколько пп. Группа 1 содержит те материалы, в которых нет железа, группа 2 ючает железо и сплавы, богатые железом, и группа 3 — это сплавы, ные железом.

Каждая группа в свою очередь разбита на подгруппы. У материалов из дгруппы «а» величина χ (восприимчивость единицы массы) уменьшается, гда они плавятся. Подгруппа «б» включает те материалы, у которых вели-на χ возрастает при плавлении. Наконец, у материалов подгруппы «в» ичина χ остается неизменной.

Величина $\Delta\chi$ в таблице представляет собой разность значений χ в твер-м и жидком состоянии в точке плавления, так что

$$\Delta\chi = \chi_{ж} - \chi_{т} \quad \text{(в точке плавления)}.$$

Соседняя графа $\Delta\chi/\chi_{т}$ показывает процентное изменение χ относительно рдого состояния. В последней графе приведены значения отношения стоянных Кюри C в жидком и твердом состоянии. Постоянная Кюри C каждого состояния определяется соотношением

$$C = \frac{d\,(1/\chi)}{dT}.$$

Группа 1а, по-видимому, представляет собой простейший случай. гнитная восприимчивость этой группы подчиняется обычному закону юри—Вейсса, т. е.

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}.$$

Опыт показывает, что величина C у материалов группы 1а при плав-нии остается неизменной, как это видно из таблицы, а парамагнитная ка Кюри θ определенно уменьшается, что означает уменьшение χ при авлении.

Для групп 1б, и 1б′ и 1в восприимчивость χ лучше описывается м
дифицированным законом Кюри—Вейсса:

$$\chi = \alpha + \frac{C}{T - \theta}.$$

где α, вероятно, не зависит от температуры, но возрастает при плавлени
во всех случаях.

В группе 1б первый член α преобладает, так что χ почти не зависит
температуры. Но в других случаях уменьшение второго члена может пр

Результаты измерений магнитной восприимчивости переходных металлов и их сплавов (по данным Накагава [1])

Группа	Материал	$\Delta\chi$, 10^{-6} г$^{-1}$	$\Delta\chi/\chi_T$ %	$C_ж/C_т$
1а	Co	—1,5	—3	1,0
	Ni — Co (1 : 3)	—1,9	—6	1,0
	Ni — Co (1 : 1)	—1,4	—8	1,0
	Ni — Co (3 : 1)	—0,3	—3	1,0
1б	Mn	0,3	2	1,0
	Mn (γ)*	1,0	9	1,0
	Ni — Cr (3 : 1)	0,8	18	1,0
1б′	Ni — Cu (3 : 1)	0,16	5	1,3
	Ni — Mn (3 : 1)	1,2	10	1,0
	Co — Mn (3 : 1)	4,1	14	0,8
	Co — Cr (3 : 1)	1,1	10	0,6
1в	Ni	0,0	0	1,0
2а	Fe	—6,2	—20	1,5
	Fe — Cr (3 : 1)	—2,4	—14	2,3
	Fe — V (3 : 1)	—2,3	—15	3,4
2б	Fe (γ)*	1,6	7	0,4
	Fe — Ni (3 : 1)	2,0	8	0,8
	Fe — Co (3 : 1)	2,3	8	0,6
	Fe — Mn (3 : 1)	1,9	9	0,6
3а	Fe — Ni (1 : 3)	—0,5	— 3	1,0
3б	Fe — Ni (1 : 1)	1,2	5	1,0
	Fe — Co (1 : 3)	1,9	4	0,9
	Fe — Co (1 : 1)	3,8	10	0,8

определенных условиях компенсировать увеличение первого члена. Э
действительно имеет место для никеля, восприимчивость которого не м
няется при плавлении.

Группа 2а, включающая чистое железо, ниже точки плавления име
объемно-центрированную кубическую структуру (о. ц. к.). Значительн
уменьшение χ в этой группе связано с этим фактом. Можно видеть вообш
что для восприимчивости железа имеет место следующее неравенство:

$$\chi_{г.\text{-}ц.\,к.} < \chi_ж < \chi_{о.\text{-}ц.\,к.}$$

Действительно, если мы экстраполируем кривую зависимости во
приимчивости железа от температуры в областис г.-ц. к. структурой (γ-фаз
до точки плавления, то найдем значение, которое меньше, чем воспр
имчивость жидкого состояния $\chi_ж$. Экстраполированные значения отм

* Для γ-фазы даны экстраполированные значения.

ы в таблице звездочкой. То же самое наблюдается в сплавах, богатых
езом. Расположение атомов в расплавленном металле, по-видимому,
ее похоже на г.-ц. к., чем на о.-ц. к. структуру.

Наконец приведем инте-
ное замечание, которое
кагава сделал на основа-
своих эксперименталь-
результатов. Измеренное
енение восприимчивости
жет быть хорошо интер-
тировано в понятиях так
ываемой кривой Бете—
йтера (рис. 1). На приве-
ном графике точка для чи-
го железа отлична от об-
инятой, так как она
ответствует здесь г.-ц. к.
уктуре. Кривая показы-
изменение константы
енного взаимодействия,
начит, и точки Кюри θ,
рая может уменьшаться

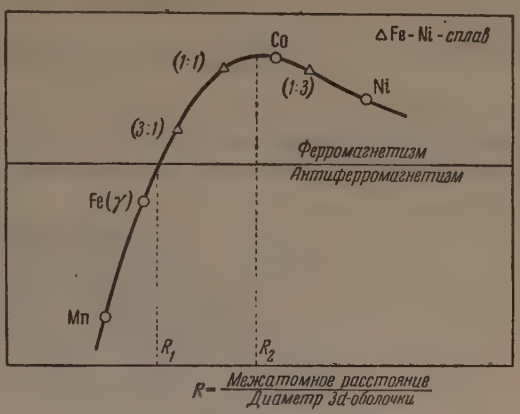


Рис. 1. Кривая Бете—Слейтера для переходных металлов. R — отношение межатомного расстояния к диаметру $3d$-оболочки. По оси ординат отложена энергия обменного взаимодействия

увеличиваться при росте объема в точке плавления в зависимости от
справа или слева от максимума находится на кривой точке, соответст-
щая данному материалу.

Изменению константы Кюри C и α значительно труднее дать удовлет-
ительное объяснение. Оно может быть дано при помощи некоторых
ражений зонной теории.

2. Отжиг в магнитном поле и направленное упорядочение

Другие темы настоящего доклада связаны с механизмом отжига в маг-
ном поле и направленным упорядочением.

Влияние отжига в магнитном поле на монокристалл Ni_3Fe

Этот эксперимент был проведен Чикацуми, и предварительные его ре-
ьтаты уже были доложены в 1952 г. Кайя на конференции в Мериленде

Влияние отжига в магнитном поле на железо-никелевый сплав хорошо
естно. Если этот сплав охлаждается в магнитном поле, то в направле-
приложенного при охлаждении поля получается большая воспри-
ивость, а в перпендикулярном направлении восприимчивость умень-
тся. Таким образом, при отжиге в магнитном поле появляется ани-
опия, минимум которой лежит в направлении этого поля.

Механизм этого эффекта был предложен Неелем [3] и независимо от
Ямамото и Танигуши [4]. Эффект приписывается направленному упо-
очению, создаваемому при отжиге. Если псевдодипольное взаимодей-
ие различно для разных пар атомов $A-A$, $B-B$ и $A-B$ (A и B —
поненты рассматриваемого сплава), то отжиг в магнитном поле создаст
зотропное расположение атомов. Это и есть направленное упорядо-
ие, которое «замораживается» во время охлаждения и создает одно-
ую магнитную анизотропию.

Чикацуми [5] провел недавно тщательные измерения этого эффекта на
окристаллах Ni_3Fe. Магнитное поле во время отжига накладывалось
азличных кристаллографических направлениях в плоскости (110),
изотропия измерялась при комнатной температуре. Анализ данных поз-
ет легко отделить одноосную анизотропию от остальной ее части.

Таким образом была определена зависимость константы одноосной ан
зотропии $K_{одн}$ от направления поля, приложенного при отжиге.

Теоретическое выражение энергии одноосной анизотропии $E_{одн}$, с
ласно Неелю и Ямамото и Танигуши, таково:

$$E_{одн} = K_1 \sum \beta_i^2 \gamma_i^2 + K_2 \sum_{i>j} \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j,$$

где β_i — направляющие косинусы намагниченности насыщения, а γ_i
направляющие косинусы магнитного поля, приложенного при отжи
Теория дает

$$K_2/K_1 = 4$$

для гранецентрированной кубической решетки, но Чикацуми получил
вместо 4. На рис. 2 кривая A построена на основе теории Нееля—Я

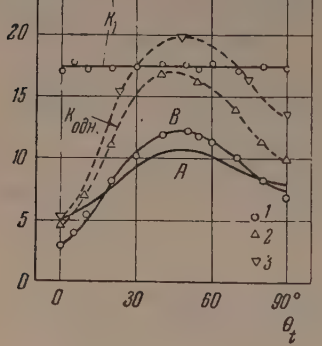


Рис. 2. Зависимость коэффициента кристаллог
фической анизотропии K_1 и коэффициента одноос
анизотропии $K_{одн}$ от θ_t (угла между направлен
поля при отжиге и кристаллографическим нап
влением [100]): A — $K_{одн}$, вычисленное по форм
Нееля—Танигуши — Ямамото, B — $K_{одн}$ по
пирической формуле с $\frac{K_2}{K_1} = 8{,}5$. Эксперимента
ные точки для скорости охлаждения: *1* — 14°,
5°, *3* — 1° в мин

мото—Танигуши, кривая B — по эмпирической формуле Чикацуми,
торая дает значение $K_2/K_1 = 8{,}5$ и очень хорошо совпадает с экспер
ментальными данными.

На рис. 2 через θ_t обозначен угол между направлением поля, при
женного при отжиге, и кристаллографическим направлением [100].

Направление минимума одноосной анизотропии в общем не совпад
с направлением поля при отжиге. Угол $\Delta\theta$ между этими двумя направ

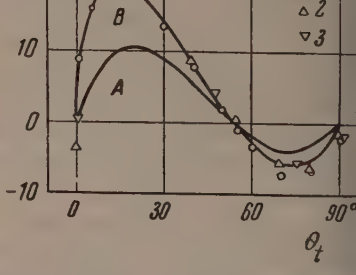


Рис. 3. Зависимость $\Delta\theta$ (отклонения направления минимума от θ_t) от: θ_t: A — по теории Нееля—Танигуши—Ямамото, B — по эмпирической формуле с $\frac{K_2}{K_1} = 8{,}5$ (экспериментальные точки: *1* — 14°, *2* — 5°, *3* — 1° в мин)

ниями может быть легко рассчитан по формуле (1), принимая значе
$K_2/K_1 = 8{,}5$. Результаты находятся в хорошем согласии с опытом (рис.

Согласно Чикацуми различие значений 8,5 и 4 для отношения K_2
приписывается существованию треугольника ближайших соседей,
характерно для гранецентрированной структуры. Это не было учте

еории Нееля—Ямамото—Танигуши и, по всей вероятности, привело величению значения K_2.

Опыт с анизотропией прокатки в монокристалле Ni_3Fe

Другая интересная работа Чикацуми связана с эффектом анизотропии окатки.

Этот эффект хорошо известен на «изоперме», сплаве приблизительного тава 50% Fe + 50% Ni. Механизм эффекта также был обсужден Не-

Рис. 4. Порошковые фигуры, наблюдаемые на плоскости прокатки (110) монокристалла Ni_3Fe при прокатке в направлении [100]. Обжатие 55,2%

ем [3] и независимо Ямамото и Танигуши [4]. Они отнесли его к наавленному упорядочению, созданному миграцией атомов под сильным иянием напряжений при прокатке. Чтобы выяснить природу этого эфекта, Чикацуми и Сузуки [6] провели эксперименты на монокристалах Ni_3Fe.

Прежде всего они получили порошковые фигуры доменной структуры плоскости (110) монокристаллов Ni_3Fe, прокатанных в направлении 00]. На рис. 4 показаны порошковые фигуры для 55,2% обжатия. Нагничивание производилось перпендикулярно направлению прокатки. аблюдались также полосы скольжения.

Чикацуми предложил новый механизм эффекта прокатки. Если прокатка ведется в плоскости (110) вдоль направления [100], то мы имеем лько две группы плоскостей (111), из общего числа четырех, которые бут участвовать в деформации в качестве плоскостей скольжения. Теперь редположим, что существует определенная степень ближнего порядка ред тем, как начался процесс прокатки. Скольжение будет разрушать орядок между атомными плоскостями по обе стороны от плоскости скольения, тогда как порядок в плоскости скольжения будет оставаться нерушенным. Так как скольжение во время прокатки имеет место только двух группах плоскостей (111), то оно оставляет ближний порядок в наравлении [110] неизменным. Но оно разрушает порядок в других наравлениях. Следовательно, при прокатке будет создаваться анизотропия порядочения.

Была детально исследована зависимость анизотропии прокатки от епени упорядочения перед прокаткой. Ожидалось, что анизотропия прокатки будет возрастать с ростом упорядочения. Если, однако, перед прокаткой кристалл был почти полностью упорядоченным, то эффект анизо-

тропии, вызванный прокаткой, уменьшается (рис. 5). Это кажется прот
воречивым, но на самом деле это не так. В полностью упорядоченном кр
сталле дислокации будут перемещаться парами, так, чтобы сохрани
упорядочение. Поэтому в этом случае пластическая деформация буд
оказывать лишь небольшое влияние на направленное упорядочение.

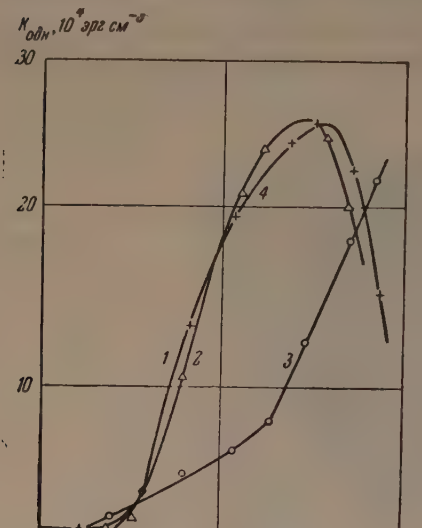


Рис. 5. Зависимость одноосной анизотропии, созданной прокаткой в плоскости (110) параллельно направлению [100] в монокристалле Ni_3Fe от величины обжатия для различных предварительных термообработок: *1*— охлаждение на воздухе, *2* — отжиг при 490 в течение 1 час, *3* — полное упорядочение, *4* — закалка от 700°

В случае сплава «изоперм» прокати
ведется в плоскости (100) и в направл
нии [100]. Скольжение происходит од
наково по четырем плоскостям скол
жения (111). Идея Чикацуми будет пр
ложима и здесь и показывает, что н
правленное упорядочение будет созд
ваться в направлении [110] плоскост
(100). Таким образом проблема «из
перма» может быть понята из тех ж
самых соображений.

Анизотропия отожженных кобальт-железны ферритов

Последняя тема этого доклада такя
относится к отжигу в магнитном поле
направленному упорядочению. Она п
священа влиянию отжига в магнитно
поле на кобальт-железные феррит
Вильямс, Хейденрайх и Несбитт [
пришли к выводу, что эффект отжи
в магнитном поле этих ферритов обу
ловлен преимущественным выделени
осадков. Иида, Секизава и Аййяма [
в лаборатории Кайя показали, однак
что это не так и что эффект может бы
связан с наличием вакантных мест
кристалле и, возможно, с направле
ным упорядочением катионов вокр
вакансий.

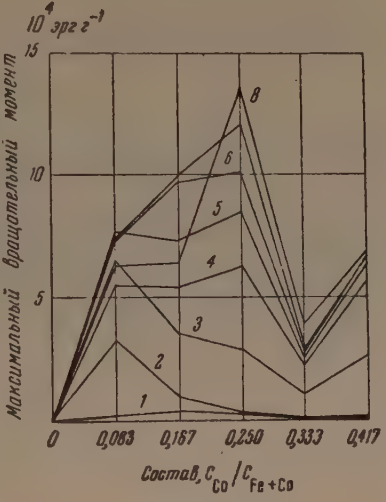
Эти исследователи тщательно изучили фазовую диаграмму шпинель
+гематит [9]. Они исследовали окисление и восстановление Fe_{1-r}, Co_rO
в температурной области 900÷1400°. Было показано, что шпинельная фа
стабилизуется при добавлении Co. Давление кислорода, необходимое дл
осаждения гематита, возрастает с ростом концентрации кобальта r. И
этих результатов можно вывести заключения, что кобальт-железные фе
риты могут быть охлаждены от 1400° без какого-либо выпадения гемат
товой фазы, если давление кислорода поддерживается все время несколь
ниже уровня критического давления перехода гематит—магнетит.

Таким путем они приготовили серии образцов кобальт-железных фе
ритов и провели рентгенографическое исследование и измерения пров
димости. Не обнаружено доказательств наличия осадков около 300° э
фективной температуры для отжига в магнитном поле для этого материал
Наблюдалось слабое изменение энергии активации проводимости. Но э
не может быть отнесено к влиянию осадков, так как происходит так
в магнетите.

Иида и др. нашли, что эффект отжига в магнитном поле очень силь
зависит от степени окисления образцов. Если нагревание проводилось в в
соком вакууме при высокой температуре, то эффект отжига в магнитно
поле совершенно исчезал. Он появлялся, если образцы окислялись снов

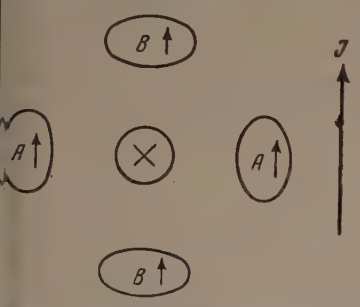
Рис. 6 показывает зависимость анизотропии, которая получена пут
отжига в магнитном поле и выражена через вращательный момент, от ко

нтрации кобальта в образцах. Различные кривые относятся к различным ловиям окисления, которые характеризуются давлением кислорода, при тором образцы были отожжены при 400°.



с. 6. Зависимость максимального вращательного момента от состава для железо-кобальтовых ферритов, отожженных в магнитном ле, для различных степеней окисления: — после отжига в течение нескольких часов и 1000° в высоком вакууме: *2*, *3*, *4*, *5*, *6*, — после добавочных последовательных отгов по 4 час в кислороде при 400°, соответственно при 0,7, 1,7, 6,5, 28, 160 и 765 мм ст.; *8* — после дальнейшего отжига при 500° в кислороде при 763 мм рт. ст.

Результаты ясно показывают, что отжиг в магнитном поле тем более эффективен, чем более окислены образцы. В этих кристаллах должны быть кансии катионов. Поэтому можно заключить о тесной связи между наличием вакансий и эффективностью отжига в магнитном поле.



ис. 7. Схематическая иллюстрация расположения и симметрии исталлических полей вокруг вакансии катиона в кристалле феррита

Видимое на рис. 6 случайное уменьшение анизотропии для высоких давлений кислорода приконцентрациях кобальта $r = 0{,}083$ и 0,167 приписывается выделению фазы гематита.

Эти авторы провели также исследование процесса релаксации. Образец в форме диска был охлажден от 500° до определенной температуры в магнитном поле и выдержан при этой температуре. Затем образец был повернут на 45° и измерялся вращательный момент, необходимый для того, чтобы удержать его ориентированным в этом направлении. Уменьшение вращательного момента характеризует релаксацию. Энергия активации этого процесса релаксации оказалась равной 1,4 eV и относится процессу миграции атомов. Из этих опытов вытекает следующий вывод. рисутствие вакансий и наличие двух компонентов катионов является ущественным фактором для отжига ферритов в магнитном оле. На распределение атомов вокруг вакансий будет влиять приложенное поле, так как вакансии будут создавать анизотропное кристаллическое поле в каждом из соседних узлов. Это кристаллическое поле путем пин-орбитального взаимодействия будет влиять на катионы A и B, обладающие спинами, ориентированными в направлении приложенного магнитного поля. Энергия будет различна для различных расположений двух ионов катионов.

Таким образом, атомы одной из компонент будут стремиться расположиться в положениях, соседних с вакансией, вдоль направления магнитного поля, приложенного при отжиге. Это схематически иллюстрировано а рис. 7.

Настоящее обсуждение показывает, что ионы кобальта должны быт более чувствительны к отжигу в магнитном поле, хотя их основное состоя ние орбитально вырождено.

Физический факультет
Токийского университета

Цитированная литература

1. Nakagawa J., J. Phys. Soc. Japan, **11**, No. 8 (1956).
2. Kaya S., Rev. Mod. Phys., **25**, 49 (1953).
3. Néel L., C. R., **237**, 1613 (1953); J. Phys. et Rad., **15**, 225 (1954).
4. Taniguchi S., Yamamoto M., Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ., A6 330 (1954); Taniguchi S., Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ.,A7, 269 (1955)
5. Chikazumi S., J. Phys. Soc. Japan, **11**, 552 (1956).
6. Chikazumi S., Suzuki K., Phys. Rev., **98**, 1130 (1955).
7. Williams H. J., Heidenreich R. D., Nesbitt R. A., Appl. Phys. **27**, 885 (1956).
8. Iida S., Sekizawa H., Aiyama Y., J. Phys. Soc. Japan, **10**, 907 (1955)
9. Iida S., J. Phys. Soc. Japan, **11**, № 8 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

П. ДЕНЕШ

АНИЗОТРОПНЫЕ МАГНИТНЫЕ СЕРДЕЧНИКИ

Прессованные магнитные сердечники применяются для уменьшения терь. Для этой цели надо довольствоваться относительно малой эффективной магнитной проницаемостью. Эффективная проницаемость сердечников μ_m зависит в предельных случаях главным образом от количества изолирующего вещества следующим образом:

$$\mu_m = \frac{3}{v}, \tag{1}$$

где v — часть объема, занятая изолирующим веществом. Эта формула следует из соотношения Оллендорфа [1]:

$$\mu_m = \frac{1 + (\mu + 1)\,[N(1-p) + p]}{1 + (\mu - 1)\,N(1-p)}, \tag{2}$$

где μ — проницаемость ферромагнитных частиц, N — размагничивающий фактор этих частиц и p — часть объема, занятая ферромагнитным веществом. Следовательно, $p + v = 1$. Так как размагничивающий фактор шара $N = 1/3$, то для сердечников, состоящих из сферических частиц, имеет место формула:

$$\mu_m = \frac{3 + (\mu - 1)(1 + 2p)}{3 + (\mu - 1)(1 - p)}, \tag{3}$$

Для практических значений $\mu = 300$, $v < 0{,}05$, это соотношение принимает вид (1).

Наибольшие проницаемости получаются с сердечниками из пермаллоя. Начальную проницаемость вещества $\mu = 300$ (выше нее по уравнению (1) μ уже не влияет на эффективную проницаемость сердечника) можно получить путем применения бинарных пермаллоевых сплавов никель-железо. На практике добавляется обычно третий — легирующий элемент, хром или молибден для уменьшения коэрцитивной силы и для увеличения удельного сопротивления. Это приводит к уменьшению потерь на гистерезис и на токи Фуко.

Наивысшая проницаемость сердечников, которая встречается в продуктах, — порядка $\mu = 120$. Такой сердечник имеет характеристики: $\mu = 120$, $\mu_a = 0{,}33 \cdot 10^{-3}$, $\mu_e = 4 \cdot 10^{-6}$, $\mu_c = 7 \cdot 10^{-3}$, где μ_a — коэффициент потерь на гистерезис, μ_e — коэффициент потерь на вихревые токи, μ_c — коэффициент потерь на последействие. При этом имеют место следующие увеличения сопротивления: 1) из-за потерь на гистерезис $R_a = \mu_a LBf$, 2) из-за вихревых токов $R_e = \mu_e Lf^2$, 3) из-за потерь на последействие $R_c = \mu_c Lf$. Здесь L — индуктивность катушки (H), B — наибольшая магнитная индукция в цикле намагничивания (Gs) и f — частота (Hz).

В учебниках встречаются следующие экстремальные значения характеристик для сердечников [2]: $\mu = 125$, $\mu_a = 0{,}2 \cdot 10^{-3}$, $\mu_e = 2{,}5 \cdot 10^{-6}$, $\mu_c = 4 \cdot 10^{-3}$.

Спрашивается, можно ли увеличить проницаемость сердечника без увеличения потерь. Оказывается, имеются следующие возможности.

1. Уменьшение относительного объема изолирующего вещест ва. Количество изолирующего вещества, достаточное для полной изоляци ферромагнитных частиц для применяемых в настоящее время изолирую щих веществ, составляет около 2% по объему. Такая изоляция предста ляет собой тонкий слой порядка 10^{-4} мм, который равномерно окружае ферромагнитные частицы и выдерживает большие давления, а такж термическую обработку во время производства сердечников. Согласн нашим опытам, оказывается, что некоторые силиконы особенно пригодн для изоляции сердечников из пермаллоя ввиду их прекрасной термичес кой устойчивости.

2. Применение ферромагнитного изолирующего ве щества с проницаемостью μ_i. В этом случае эффективная про ницаемость сердечника равна

$$\mu_m = \frac{1 + (\mu - 1)\,[N\,(1-p) + \mu_i p]}{1 + (\mu - 1)\,N\,(1-p)}. \qquad (4$$

Это соотношение получается на основе вычислений по методу Оллен дорффа. Если $\mu \gg \mu_i$ и v_i — относительный объем изолирующего вещества где $v_i = 1 - p$, то для ферромагнитных шаровых частиц $N = 1/3$ имее место равенство:

$$\mu_m = \frac{v_i + 3\mu_i p}{v_i}. \qquad (5$$

Отсюда при $v_i < 0{,}1$ следует:

$$\mu_m \approx \mu_i \frac{3}{v_i}. \qquad (6$$

Проницаемость такого сердечника растет при слабой изоляции про порционально проницаемости изолирующего вещества. Итак, даж непроводящие ферромагнетики с восприимчивостью немного выш единицы уже представляют значительную выгоду. Эту выгоду можн использовать лишь в том случае, если часть объема сердечника, со ответствующую изолирующему веществу, не придется увеличить еш больше, чем увеличили μ_i. Таким образом, требования, предъявля емые к ферромагнитному изолирующему веществу, очень высокие: к стары требованиям (тонкий и прочный изолирующий слой, устойчивость к да лению и нагреванию) добавляются еще требования высокой проница мости и малых значений потерь.

В качестве ферромагнитных изолирующих веществ можно было бы при менять некоторые керамические вещества. Но здесь возникает новая проб лема, связанная, между прочим, с тем, что температуру и атмосферу тер мической обработки, необходимые для получения хороших характери стик ферромагнитных керамических веществ, необходимо согласовать с тер мической обработкой ферромагнитных металлов. Это приводит к серьезны технологическим затруднениям.

3. Можно также усовершенствовать основной ферро магнитный материал. Так, например, если можно увеличит удельное сопротивление сплава, то, следовательно, можно получить то же самый фактор потерь на токи Фуко с меньшей изоляцией, что приво дит к увеличению проницаемости.

Для этой цели мы использовали порошок из сплава никель-железо олово. Как известно, применение олова в качестве легирующего элемент увеличивает удельное сопротивление железа или никеля гораздо сильне чем хром или молибден. Так, например, добавление 2% олова увелич вает удельное сопротивление железа до 30 $\mu\Omega$ см, тогда как для получени того же самого сопротивления требуется 5% хрома или 10% молибде [3]. Замена молибдена в сплаве никель-железо-молибден оловом дает ув личение удельного сопротивление на 20—50%.

Применение порошка из оловянистого пермаллоя для изготовления сер-ечника дает технологические преимущества. Олово уменьшает коэрцитив-ую силу и, следовательно, потери на гистерезис бинарного пермаллоя. [а поверхности частиц из оловянистого пермаллоя образуется тонкий ой двуокиси олова, который даже при термической обработке в восста-авливающей атмосфере остается неизменным и не дает частицам сраци-аться. Этот слой двуокиси помогает также образованию тонкого изо-ирующего слоя.

Сердечники из оловянистого пермаллоя дали при исследовании в ла-ратории следующие характеристики:

$$\mu = 140,\ \mu_a = 0{,}25 \cdot 10^{-3},\ \mu_e = 2 \cdot 10^{-6},\ \mu_c = 5 \cdot 10^{-3}.$$

4. Заметное увеличение эффективной проницаемости еоретически возможно при помощи использования низотропных сердечников. Проницаемость сердечника, кото-ый состоит из изотропных по размеру частиц, или из однородно распре-еленных, но анизотропных по размеру частиц, одинакова во всех направ-ениях. В последнем случае это значение является средним, а именно редним значением для разных проницаемостей малых элементарных астиц. Отсюда следует положение: если удастся расположить анизот-опные по размеру частицы в одном направлении, то проницаемость в азных направлениях будет разная и, следовательно, будет существо-ать направление, в котором проницаемость будет больше, чем ее сред-ее значение.

Вычисление эффективной проницаемости сердечника из направленных низотропных по размеру частиц чрезвычайно сложно, и, следовательно, ы должны ввести некоторые упрощения. Предположим, что μ, прони-аемость основного ферромагнитного вещества, больше 200, так что мож-о пренебречь $\frac{1}{\mu}$ по сравнению с 1, проницаемостью изолирующего веще-тва. Далее примем, что силовые линии внутри ферромагнитных частиц араллельны направлению поля, тогда как в изолирующем веществе си-овые линии проходят по кратчайшему пути. Относительный объем изоли-ующего вещества в сердечнике меньше 0,05, и, следовательно, можно пре-ебречь числом силовых линий, которые проходят параллельно продоль-ому направлению в изолирующем веществе.

Эффективную проницаемость сердечника мы вычислим из магнитной роводимости. Пусть, например, ферромагнитные частицы состоят из убиков с ребром A, а изолирующее вещество — из пластинок толщиной $\frac{d}{2}$ ис. 1). Тогда вызванные внешним полем силовые линии пройдут в фер-омагнитном веществе длину A, а в неферромагнитном веществе — длину Обе длины складываются, и общее магнитное сопротивление в том слу-ае, когда согласно сделанному предположению мы пренебрегаем идущими араллельно силовыми линиями в изолирующем веществе, получается по ледующей формуле:

$$\frac{A+d}{\mu_m} = \frac{A}{\mu} + \frac{d}{1},$$

де μ_m — эффективная проницаемость сердечника, μ — проницаемость ерромагнетика и 1 — проницаемость неферромагнитного изолирующего ещества. Отсюда следует, если считать $A + d \approx A$,

$$\mu_m \approx \frac{A}{\frac{A}{\mu} + d} \approx \frac{A}{d}. \qquad (7)$$

бъем ферромагнитных частиц равен A^3; объем кубика изолятора $3A^2\,d$. огда относительный объем изолирующего вещества равен:

$$v = \frac{3d}{A}. \qquad (8)$$

Учитывая (7), имеем:

$$\mu \approx \frac{3}{v}, \tag{9}$$

что совпадает с (1).

Если ферромагнитные частицы имеют вид не кубиков, а параллелепипедов с квадратным сечением, которые получаются из кубиков вальцева-

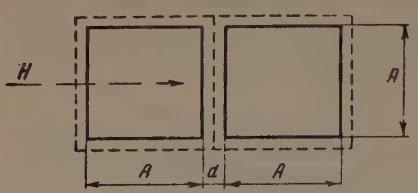


Рис. 1. Соотношение между размерами ферромагнитной частицы в форме кубика и изолирующего вещества в сердечнике

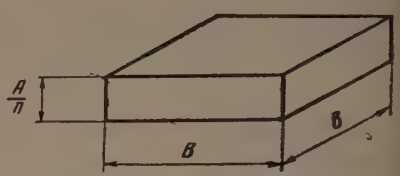


Рис. 2. Размеры ферромагнитной частицы в сердечнике после вальцевания и уменьшения одного из ребер кубика в n раз

нием с уменьшением одного из ребер кубика в n раз, то ребра параллелепипедов равны $\frac{A}{n}$, B, B (рис. 2). Объем остается тот же:

$$A^3 = \frac{A}{n} \cdot B^2,$$

откуда следует:

$$B = A\sqrt{n}.$$

Толщина изоляции в этом случае равна $\frac{d}{2}$, так как по предположению такая толщина необходима для полной изоляции, независимо от формы ферромагнитных частиц. Объем изоляции равен $\frac{d}{2}\left(2B^2 + 4\frac{AB}{n}\right)$ и относительный объем изолирующего вещества равен:

$$v_1 = \frac{3d}{A} \cdot \frac{n + 2n^{-1/2}}{3}. \tag{10}$$

Для получения изоляции того же качества в случае вальцованных частиц необходимо в σ раз больше изолирующего вещества:

$$\sigma = \frac{v_1}{v} = \frac{n + 2n^{-1/2}}{3}. \tag{11}$$

Если направление внешнего поля совпадает с направлением одного ребра, то эффективная проницаемость сердечника, состоящего из частиц в виде направленных параллелепипедов, равна:

$$\mu'_m = \frac{B}{d} = \mu_m\sqrt{n}. \tag{12}$$

Следовательно, теоретическое увеличение проницаемости вследствие применения анизотропных сердечников очень велико, $1:\sqrt{n}$. Однако технологические трудности при осуществлении этого значительны: во-первых, анизотропные по размеру частицы должны иметь по возможности точную форму параллелепипеда, во-вторых, направленность частиц должна быть почти совершенной.

Так как несовершенная направленность особенно сильно влияет на эффективную проницаемость, исследуем этот вопрос с теоретической точки зрения. Для этого вычислим сначала проницаемость сердечника с идеальной текстурой в разных направлениях, образующих с оптимальным направлением угол α (рис. 3). В соответствии с принятыми предположениями силовые линии в ферромагнитных частицах образуют угол α с оптимальным направлением, а в изолирующем веществе они перпендикулярны к изолирующим пластинкам. Длина пути силовых линий до пересечения с s вертикальными изолирующими пластинками равна $sB/\cos\alpha$, если пренебречь отрезками пути, приходящимися на изолирующее вещество, по сравнению с отрезками пути в ферромагнитных частицах. На этом расстоянии силовые линии проходят h горизонтальных изолирующих пластинок. Следовательно, длина пути силовых линий в изолирующем веществе равна $(h + s)\, d$. Отсюда получаем эффективную проницаемость

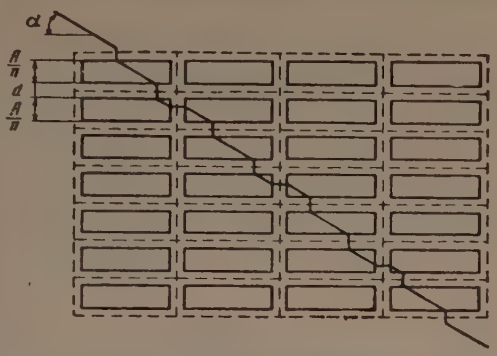


Рис. 3. Схематическое изображение сердечника с идеальной текстурой в различных направлениях, образующих с оптимальным направлением угол α

$$\mu_\alpha = \frac{B_s/\cos\alpha}{(h+s)\,\alpha} = \frac{\mu'_m}{\cos\alpha}\cdot\frac{s}{h+s}. \tag{13}$$

Если выбрать s достаточно большим, то ошибка будет очень мала; если положить

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{h\cdot\frac{A}{n}}{sB}, \tag{13'}$$

будем иметь

$$h = sn^{3/2}\operatorname{tg}\alpha. \tag{14}$$

Следовательно:

$$\mu_\alpha = \frac{\mu'_m}{\cos\alpha + n^{3/2}\sin\alpha}. \tag{15}$$

Если $\alpha = 0°$, то по уравнению (12) имеем:

$$\mu_0 = \mu'_m,$$

если $\alpha = 90°$, то

$$\mu_{90} = \frac{\mu'_m}{n^{3/2}} = \frac{\mu_m}{n}. \tag{16}$$

Уравнение (16) можно получить также вычислением, в котором длина силовых линий в ферромагнитном веществе равна A/n, а в изолирующем веществе d.

При помощи формулы (15) можно вычислить эффективную проницаемость сердечника, состоящего из ненаправленных анизотропных по размеру ферромагнитных частиц. Если предположить, что вероятность распо-

ложения анизотропных частиц по всем направлениям одинакова, то эффективная проницаемость будет:

$$\tilde{\mu}_m = \frac{2}{\pi}\,\mu'_m \int_0^{\pi/2} \frac{d\chi}{\cos x + n^{2/3}\sin x} = \frac{2}{\pi}\,\mu'_m \sin\varphi \ln \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\varphi}{2}+\frac{\pi}{2}\right)}{\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}}, \qquad (17)$$

где

$$\varphi = \operatorname{arctg} n^{-2/3}.$$

Для кубических частиц $n = 1$ и $\tilde{\mu}_m \approx 0{,}91\ \mu'_m$; беспорядочность ориентировки кубиков приводит также уже теоретически к небольшому понижению проницаемости по сравнению со случаем направленной ориентировки кубиков.

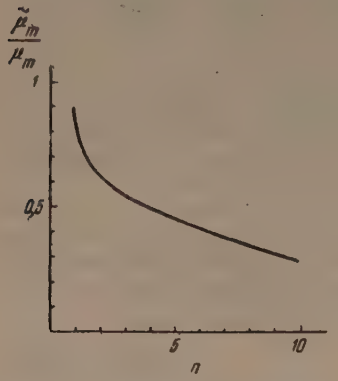


Рис. 4. Зависимость эффективной проницаемости сердечника из вальцованных частиц и изолирующего вещества от числа n (во сколько раз уменьшено одно из ребер ферромагнитной частицы в форме кубика при вальцевании)

На рис. 4 мы показали, как быстро уменьшается эффективная проницаемость сердечника, состоящего из беспорядочно направленных анизотропных по размеру частиц, при возрастании n, если толщина изолятора постоянна и равна $\frac{d}{2}$, как это требуется от хорошей изоляции. Без упорядочения направления симметричные по форме частицы также дают наилучшие результаты.

Заметим, что такой результат получается лишь тогда, когда толщина изоляции постоянна. Если, напротив, постоянен относительный объем изоляции, то из (17) при учете (11) имеем:

$$\frac{\tilde{\mu}_m}{\mu_m} = \frac{2}{\pi}\cdot\frac{n^{2/3}+2}{3}\ \sin\varphi\ \ln\frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\varphi}{2}+\frac{\pi}{4}\right)}{\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}}. \qquad (19)$$

В области $n = 1 \div 5$ правая часть формулы мало отличается от единицы. Следовательно, формула (1) верна и для сильно анизотропных по размеру ферромагнитных частиц, но в этом случае нужно брать больше изолирующего вещества.

Из приведенных рассуждений мы уже можем вывести заключение, что введение анизотропных сердечников оправдывается, лишь когда удается направить частицы с определенной точностью, так как при известном рассеянии направленности частиц оно может оказаться невыгодным.

Обозначим граничный угол рассеяния через ψ и примем для простоты, что все направления частиц между $+\psi$ и $-\psi$ равновероятны.

Тогда эффективная проницаемость равна:

$$\tilde{\mu}_m(\psi) = \frac{1}{\psi}\,\mu'_m \sin\varphi\ \ln\frac{\operatorname{tg}\frac{\varphi+\psi}{2}}{\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}}. \qquad (20)$$

Введем обозначение $z = \frac{\psi}{\varphi}$. Если z не слишком велико, например, $z < n$, а углы $\frac{\varphi+\psi}{2}$ и φ не превышают 20°, использование следующих приближений не даст значительной ошибки:

$$\frac{\sin\varphi}{\varphi} \approx 1, \quad \operatorname{tg}\frac{\varphi+z\varphi}{2} \approx (z+1)\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}.$$

тсюда из (20) получаем:

$$\tilde{\mu}_m(\psi) \approx \mu'_m \frac{\ln(z+1)}{z}. \qquad (21)$$

з этого уравнения можно определить допустимые границы для угла ψ.

ис. 5 дает соотношение $\frac{\tilde{\mu}_m}{\mu_m}$ для разных значений n при разных углах ψ.

з этих диаграмм видно, что допус-имые граничные значения угла вообще орядка $15 \div 20°$. Если рассеяние боль-ше, чем это граничное значение угла, эффективная проницаемость уже бу-ет меньше, чем для изотропных по змеру частиц при той же толщине оляции.

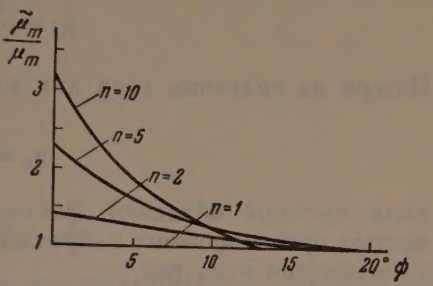


Рис. 5. Зависимость эффективной проницаемости того же сердечника, что на рис. 4, от угла рассеяния направленности частиц ψ для разных значений n

Итак, направленность частиц вы-дна только внутри узких границ пустимого рассеяния. Технологичес-е осуществление такой точной на-равленности возможно как механиче-им, так и магнитным методом. Те-етические значения, приведенные на ис. 5, конечно, осуществимы лишь гда, когда частицы имеют правильную форму параллелепипеда и инаковую направленность. К этому можно приблизиться определенны-и технологическими методами, например многократным прессованием. о нашим исследованиям можно увеличить эффективную проницаемость же на 30%, создавая направленность частиц из пермаллоя обычного про-водства, которые имеют, например, геометрический фактор анизотро-и $n = 2$. Возможно также искусственно увеличить анизотропию ча-иц вальцовкой с промежуточными отжигами. С такими анизотропными размеру частицами мы смогли получить в лаборатории сердечники эффективной проницаемостью порядка 200 и с обычными значениями терь. Усовершенствование технологии должно привести к еще большему иближению экспериментальных значений к теоретически возможной ве-чине.

Среди потерь в сердечниках, состоящих из направленных, сильно анизот-пных по размеру частиц, гистерезисные потери несколько больше, чем ответствующие потери в случае изотропных по размеру частиц. Это обус-влено двумя причинами: во-первых, коэрцитивная сила частиц неправиль-й формы больше, чем коэрцитивная сила симметричных частиц; во-вторых, но из ребер параллелепипеда уже настолько мало, что коэрцитивная си-увеличивается из-за уменьшения размеров доменов. Это увеличение жет при $\frac{A}{n} \approx 10^{-3}$ мм и $n = 10$ достичь даже 100%.

Форма частиц едва ли влияет на потери на последействие. Опытами не ло обнаружено в пределах точности измерений никакой разницы в по-ях на последействие в зернах с разной анизотропией.

Более значительно влияние направленности на потери из-за вихревых ков. Соответствующий фактор равен, по работам Корнецкого и Вейса [4]:

$$\mu_e = kd^2 \frac{\mu'_m}{\rho},$$

k — постоянная, зависящая от формы, μ'_m — эффективная проница-ость сердечника, ρ — удельное сопротивление ферромагнитного металла

и d — размер частиц, измеренный перпендикулярно силовым линиям. Для сферы $k = 1{,}25$, для пластинок $k = 4{,}13$. Для идеально направленных частиц $d = \frac{A}{n}$, следовательно,

$$\mu_e = 4{,}13 \frac{A^2}{n^2} \cdot \frac{\mu'_m}{\rho}; \tag{22}$$

соответственно, учитывая (12),

$$\mu_e = \frac{4{,}13}{\rho} A^2 n^{-3/2} \mu_m. \tag{23}$$

Потери на вихревые токи для изотропных по размеру частиц:

$$\mu_e = \frac{1{,}25}{\rho} A^2 \mu_m. \tag{24}$$

Если частицы обладают фактором анизотропии n и если они все полностью ориентированы направленно, то фактор потерь на вихревые токи уменьшается в w_e раз:

$$w_e = 3{,}3 \cdot n^{-3/2}. \tag{25}$$

Множитель 3,3, конечно, верен лишь для больших значений n, так как для сильно анизотропных пластинок фактор k увеличивается с 1,25 до 4,13. Уменьшение фактора потерь на вихревые токи может быть, конечно, очень значительным: для $n = 10$ из (25) получен при полной направленности $w_e = 0{,}1$.

Если, однако, частицы направлены не полностью, а отклоняются от оптимального направления до граничного угла $\pm\psi$ с равномерной вероятностью, то (23) имеет следующий вид, если только $z = \frac{\psi}{\varphi} \gg 1$:

$$\mu_e = 4{,}13 \cdot \frac{A^2}{n^2} \cdot \frac{\tilde{\mu}_m(\psi)}{\rho} \cdot \frac{1}{\psi} \cdot \int_0^{\psi} \frac{dx}{\cos^2 x}. \tag{26}$$

Отсюда, учитывая (20) и (24), получаем:

$$w_e(\psi) = 3{,}3 \cdot n^{-3/2} \cdot \frac{\operatorname{tg}\psi}{\psi} \sin\varphi \cdot \ln \frac{\operatorname{tg}\frac{\varphi+\psi}{2}}{\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}}. \tag{27}$$

Применяя приближение из формулы (21), упростим (27):

$$w_e(\psi) \approx 3{,}3 \cdot n^{-3/2} \frac{\ln(z+1)}{z}. \tag{28}$$

Сравнение формул (21) и (28) показывает, что и для таких углов ψ, для которых $\tilde{\mu}_m(\psi) = \mu_m$, $w_e(\psi) = \frac{3{,}3}{n}$. Потери на вихревые токи уменьшаются для сильно анизотропных по размеру частиц также в том случае, когда из-за несовершенной направленности их проницаемость становится не больше, а даже меньше, чем для соответствующего сердечника из изотропных по размеру частиц.

Будапешт, Венгрия

Цитированная литература

1. Ollendorff F., Arch. Electr., 25, 436 (1931).
2. Bozorth R. M., Ferromagnetism, p. 146.— New York, 1951.
3. Burgess Ch. F., Aston J., Trans. Amer. Electrochem. Soc., 20, 205 (1911).
4. Kornetzki M., Weis A., Siem. Wiss. Ver., 15, 95 (1936).

Материалы
VII Совещания по физике магнитных явлений

(Москва, 23—31 мая 1956 г.)

(*Продолжение, см. № 6 и 8 за 1957 г.*)

PRINTED IN U.S.S.R.